



**Уральский  
федеральный  
университет**

имени первого Президента  
России Б. Н. Ельцина

**Физико-  
технологический  
институт**

**Е. А. БУНТОВ  
А. С. ВОХМИНЦЕВ  
Т. В. ШТАНГ**

# СОВРЕМЕННЫЕ УСТРОЙСТВА И ЭЛЕМЕНТЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ

Учебно-методическое пособие





Министерство науки и высшего образования  
Российской Федерации  
Уральский федеральный университет  
имени первого Президента России Б. Н. Ельцина

Е. А. Бунтов  
А. С. Вохминцев  
Т. В. Штанг

# **СОВРЕМЕННЫЕ УСТРОЙСТВА И ЭЛЕМЕНТЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано методическим советом  
Уральского федерального университета  
для студентов вуза, обучающихся  
по направлениям подготовки  
11.03.04, 11.04.04 — Электроника и наноэлектроника;  
28.04.02 — Наноинженерия

Екатеринбург  
Издательство Уральского университета  
2020

УДК 621.382(075.8)

ББК 32.85я73

Б91

Рецензенты:

лаборатория физики и технологии тонких пленок НИФТИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского (завлабораторией канд. физ.-мат. наук *А. Н. Михайлов*);

гл. науч. сотр., завлабораторией низких температур ИФМ УрО РАН, д-р физ.-мат. наук *В. В. Марченко*

Научный редактор — проф., д-р физ.-мат. наук *С. В. Никифоров*

**Бунтов, Е. А.**

Б91 Современное устройства и элементы наноэлектроники : учебно-методическое пособие / Е. А. Бунтов, А. С. Вохминцев, Т. В. Штанг ; Мин-во науки и высш. образования РФ. — Екатеринбург : Изд-во Урал. ун-та, 2020. — 132 с.

ISBN 978-5-7996-3090-4

В пособии рассмотрены физические основы, а также основные типы современных и перспективных элементов наноэлектроники. Особое внимание уделено полевым транзисторам с индуцированным каналом (МОП), их масштабированию и побочным эффектам миниатюризации. Рассмотрены краткие теоретические сведения и задания для практических занятий по разделам, не нашедшим отражения в основной части пособия.

Настоящее пособие может быть использовано в учебных целях в вузах физического, приборостроительного и электротехнического профилей.

Библиогр.: 11 назв. Рис. 94. Табл. 4.

УДК 621.382(075.8)

ББК 32.85я73

ISBN 978-5-7996-3090-4

© Уральский федеральный  
университет, 2020



# Оглавление

---

<b>Список сокращений.....</b>	<b>5</b>
<b>Введение .....</b>	<b>6</b>
<b>1. Элементы низкоразмерных структур. Гетеропереходы .....</b>	<b>11</b>
1.1. Свободная поверхность и поверхностные состояния....	11
1.2. Межфазные границы: атомная и зонная структура .....	14
1.3. Низкоразмерные структуры и квантовое ограничение ...	21
<b>2. МОП-транзисторы и «короткоканальные» эффекты .....</b>	<b>23</b>
2.1. Простейшая модель МОП-транзистора с длинным каналом.....	23
2.2. Связь статических и динамических характеристик МОПТ .....	27
2.3. Эффекты масштабирования транзисторов .....	29
<b>3. Технологии миниатюризации транзисторов в кремниевой электронике.....</b>	<b>38</b>
3.1. Токи утечки и масштабирование транзисторов.....	38
3.2. Технологии борьбы с токами утечки .....	41
3.3. Альтернативные типы транзисторов .....	46
<b>4. Основы одноэлектроники .....</b>	<b>48</b>
4.1. Одноэлектронный транспорт и туннелирование.....	48
4.2. Одноэлектронный транзистор .....	52
4.3. Примеры одноэлектронных устройств.....	55
<b>5. Современные элементы памяти .....</b>	<b>57</b>
5.1. Магнитная память .....	58
5.2. Сегнетоэлектрическая память .....	60

5.3. Память с изменением фазового состояния .....	61
5.4. Резистивная память. Мемристоры .....	62
<b>6. Квантовые компьютеры.....</b>	<b>65</b>
6.1. Квантовые биты и регистры.....	66
6.2. Квантовые операции .....	68
6.3. Практическая реализация квантовых компьютеров.....	70
6.4. Перспективные квантовые алгоритмы.....	73
<b>7. Экспериментальные аспекты нанoeлектроники .....</b>	<b>75</b>
7.1. Исследование туннельного эффекта на туннельном диоде .....	75
7.2. Исследование характеристик МОП-транзисторов.....	94
7.3. Моделирование работы МОП-транзистора .....	100
7.4. Исследование резонансно-туннельного эффекта.....	105
7.5. Моделирование ионной имплантации.....	113
<b>Библиографический список.....</b>	<b>129</b>

---

---

## Список сокращений

---

---

МОП (Т)	— структура «металл — оксид — полупроводник», применяющаяся в полевых транзисторах (Т) с изолированным затвором
ВАХ	— вольт-амперная характеристика
ВЗ	— валентная зона
DIBL	— индуцированное стоком понижение барьера в полевом транзисторе
GIDL	— ток стока, индуцированный затвором
ЗЗ	— запрещенная зона
ЗП	— зона проводимости
КНИ (SOI)	— технология «кремний на изоляторе»
ОЗУ	— оперативное запоминающее устройство
ПЗУ	— постоянное запоминающее устройство
МТJ	— магнитный туннельный переход
КТ	— квантовая точка
КЯ	— квантовая яма
УНТ	— углеродные нанотрубки

---

## Введение

---

**Н**анoeлектроника является новой областью науки и техники, формирующейся сегодня на основе последних достижений физики твердого тела, квантовой электроники, физической химии и технологии полупроводниковой электроники. Ее содержание определяется необходимостью установления фундаментальных закономерностей, определяющих физико-химические особенности формирования наноразмерных структур (структур с размером от единиц до десятков нанометров,  $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$ ), их электронные и оптические свойства. Исследования в области нанoeлектроники важны для разработки новых принципов, а вместе с ними и нового поколения сверхминиатюрных супербыстродействующих систем обработки информации.

Исторически первым электронным переключающим прибором был вакуумный диод, запатентованный в 1904 году англичанином Д. А. Флемингом (рис. 1). Развитие электроники отмечено изобретением и практическим освоением вакуумного триода (1906, Л. Де Форест и Р. Либен). Создание вакуумных ламп запустило электронную промышленность. Однако после Второй мировой войны было замечено, что из-за огромного количества отдельных компонентов сложность и энергопотребление ламповых устройств значительно возросли. Например, американский тяжелый бомбардировщик Boeing B-29 во время войны мог содержать 300–1000 вакуумных ламп. Каждый дополнительный компонент снижал надежность и увеличивал время устранения неполадок.

Крупным прорывом стало изобретение контактного германиевого транзистора (1947, У. Браттейн, Дж. Бардин, У. Шокли). В 1950 году компания Shockley разработала первый биполярный транзистор. По сравнению с вакуумными лампами, транзисторы оказались более надежны, энергоэффективны и имели меньшие размеры. Создание интегральных микросхем на кремнии (рис. 2, 1958–1959, Дж. Дам-

мер) положило начало новому направлению в электронике — микро-электронике.

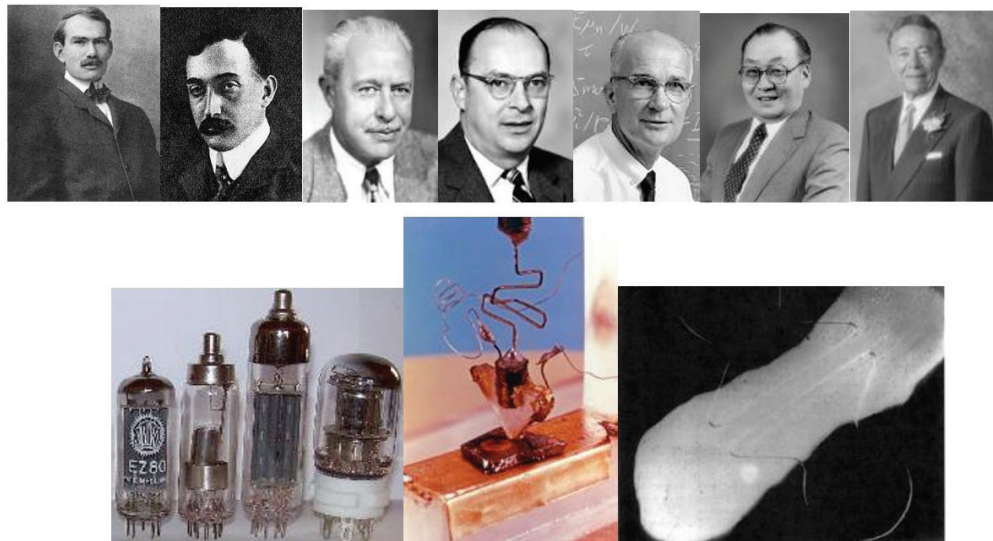


Рис. 1. История создания электроники. Верхний ряд, слева направо: Л. Де Форест, Р. фон Либен, У. Браттейн, Дж. Бардин, У. Шокли, Д. Кан, М. Аталла. Нижний ряд: электровакуумные лампы, первый биполярный и первый полевой транзистор<sup>1</sup>

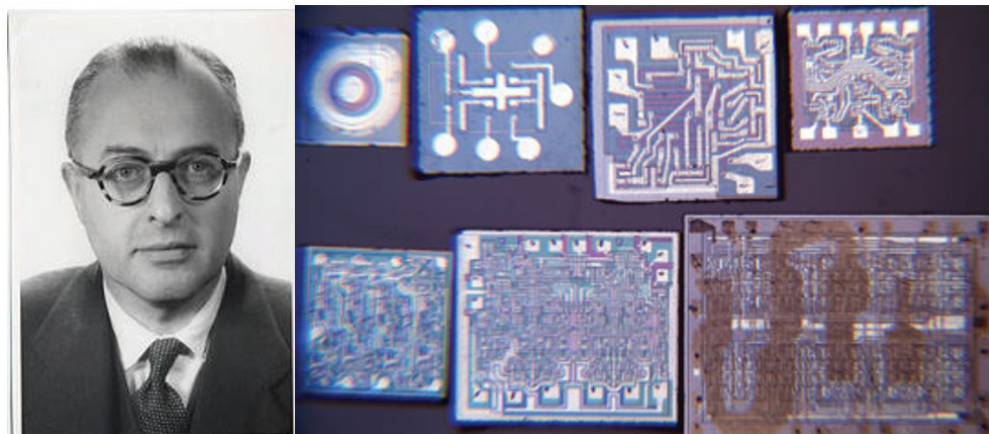


Рис. 2. Дж. Даммер и первые поколения интегральных микросхем

<sup>1</sup> На рис. 1, 2 использованы фотографии с сайтов <https://wikipedia.org>, <https://invent.org>.

Примерно в те же годы Д. Кан и М. Аталла предложили конструкцию полевого транзистора. Первые микросхемы использовали технологию с n-каналом NMOS, потому что процесс NMOS был довольно простым, менее дорогим и больше устройств могло быть упаковано в один чип по сравнению с технологией КМОП. Поскольку рассеяние статической мощности транзистора NMOS больше по сравнению с КМОП, потребление энергии ИС стало серьезной проблемой в 1980-х годах, когда тысячи транзисторов были интегрированы в один чип.

В 1963 году Ф. Уонласс и К. Т. Сах из компании Fairchild представили первые логические элементы, в которых n-канальные и p-канальные транзисторы были использованы в конфигурации комплементарной симметричной схемы, сегодня известной как КМОП (CMOS), имеющей практически нулевое рассеивание статической мощности. Благодаря таким характеристикам, как низкое энергопотребление, надежность и высокая скорость, технология КМОП заменила NMOS и биполярную технологию практически для всех цифровых приложений.

В течение следующих нескольких лет масштабирование КМОП и совершенствование технологий обработки привели к постоянному повышению скоростей передачи данных, наряду с дальнейшим улучшением плотности упаковки чипов и соотношения производительности и стоимости продуктов на основе микроэлектроники.

В 1965 году один из основателей компании Intel Гордон Мур сделал интересное открытие. Он заметил, что процесс постоянного уменьшения размеров элементов интегральных схем подчиняется некоторому закону, позднее названному законом Мура. В соответствии с этим законом плотность компоновки электронных компонентов в интегральной схеме удваивается приблизительно каждые полтора—два года, что приводит к соответствующему росту мощности вычислительных средств и их производительности (рис. 3). Первый микропроцессор был анонсирован фирмой Intel в 1971 году.

С тех пор полупроводниковые приборы стали основой новой, высокотехнологичной экономики, обеспечили появление множества продуктов и услуг, которые окружают нас в повседневной жизни, дома и на работе. Главной тенденцией этого развития является уменьшение размеров приборных структур. Согласно оценкам 2007 года (рис. 4), мировой рынок электронных товаров составляет 1.1 триллиона долларов США, рынок связанных услуг — 6.5 триллиона. Вместе с рын-

ком полупроводниковых компонентов (280 миллиардов), технологического оборудования и материалов (80 миллиардов) они составляют более 16 % мирового ВВП. В дополнение к прямому экономическому эффекту, полупроводниковая промышленность является одним из крупнейших инвесторов в области научных исследований и разработок (15–20 % общего объема). В США над созданием полупроводниковых устройств напрямую работает порядка 250 тыс. человек, а общее число создаваемых рабочих мест превышает миллион.

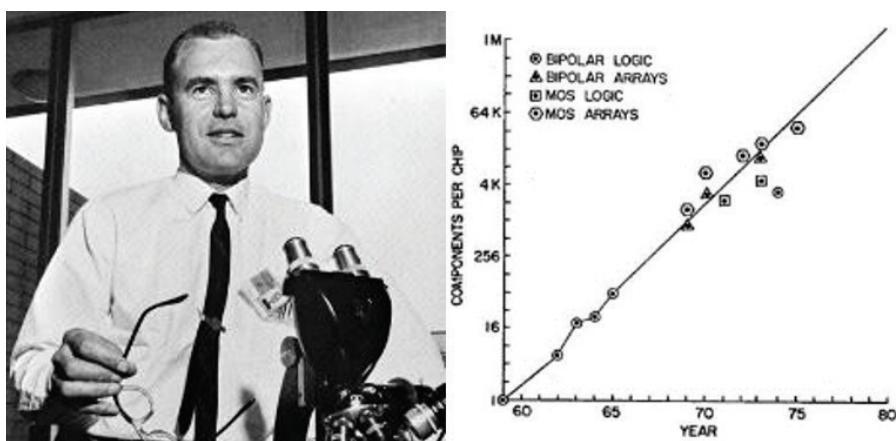


Рис. 3. Графическое изображение одноименного закона в работе Г. Мура (на фотографии) 1965 года<sup>1</sup>

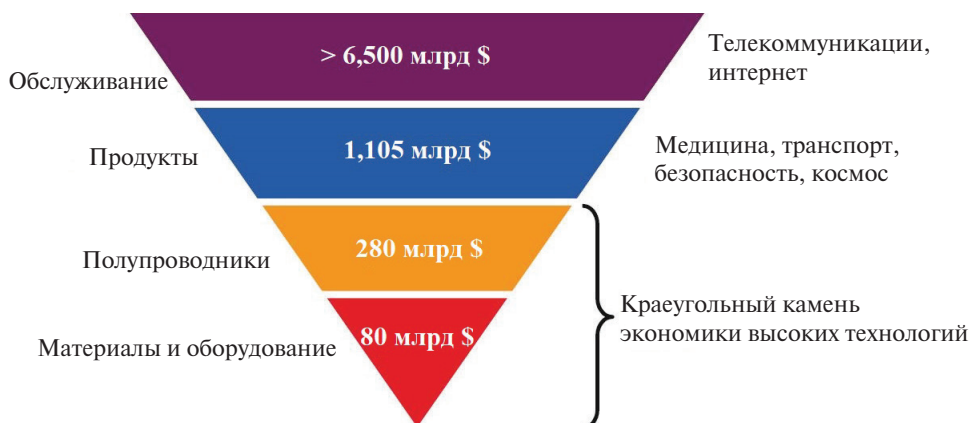


Рис. 4. Объем рынка электроники и сопутствующих материалов в 2007 году

<sup>1</sup> На рис. 3 использованы фотографии с сайта <https://www.computerhistory.org>.



В то же время полупроводниковые устройства прочно вошли в жизнь современного общества, которую невозможно представить без интернета, средств связи и компьютеров, управляющих большинством транспортных и промышленных систем. По оценке Гордона Мура, уже в 2003 году человечество производило порядка  $10^{18}$  транзисторов, в 100 раз больше, чем количество муравьев на Земле. Полупроводниковые устройства окружают нас всегда и везде. С переходом от микроэлектроники к нанoeлектронике описанные тенденции только усиливаются.

Многие из окружающих нас предметов могут стать более интерактивными и интеллектуальными. Вместе с развитием технологии меняются и требования потребителей: производительность, миниатюрность и удобство использования, функциональность, скорость выхода новых устройств на рынок. Однако удовлетворение новых требований сопряжено со множеством проблем, включая усложнение архитектуры приборов, использование дорогостоящих технологий, проблемы тепловыделения и теплоотвода.

По мере приближения размеров твердотельных структур к нанометровой области, а это образования из единиц и десятков атомов, все больше проявляются квантовые свойства электрона. С одной стороны, данное явление приводит к нарушению работоспособности классических транзисторов, использующих закономерности поведения электрона как классической частицы, а с другой — открывает перспективы создания новых уникальных переключающих, запоминающих и усиливающих элементов для информационных систем.

---

# 1. Элементы низкоразмерных структур.

## Гетеропереходы

---

Уменьшение характерных размеров и технологических норм на производстве интегральных компонентов с неизбежностью влечет за собой появление в их структуре наноразмерных контактов между материалами одного (металл — металл) или различных типов (металл — полупроводник, полупроводник — диэлектрик и т. д.). При этом помимо специфики объемных контактов (контактная разность потенциалов, изгиб зон в приповерхностной области, интерфейсные дефекты) следует учитывать возможные квантовые явления, такие как ограничение движения носителей заряда, туннелирование и др. Задачей настоящей главы является знакомство с основами физики низкоразмерных структур, в частности (гетеро-)переходов между электронными материалами различных видов. В последующих параграфах в порядке увеличения сложности будут рассмотрены варианты подобных структур.

### 1.1. Свободная поверхность и поверхностные состояния

---

Наиболее простой структурой, возникающей, например, при сколе (надломе) кристалла в вакууме, является свободная поверхность. При сколе исчезает половина атомов, а оставшаяся половина перестает испытывать их влияние в виде сил межатомного взаимодействия. Такое состояние кристалла больше не является равновесным, а система самопроизвольно переходит в новый минимум потенциальной энергии за счет смещения атомов.

Смещение без изменения типа кристаллической решетки называют релаксацией поверхности (рис. 1.1). В процессе релаксации, одна-

ко, изменяются межатомные расстояния в приповерхностном слое: на рис. 1.1, *a* изображено сближение поверхностного слоя с нижележащими за счет отсутствия сил притяжения к атомным слоям, исчезнувшим после скола. Гораздо больше вариантов возникает при образовании поверхности с изменением кристаллической решетки — при реконструкции поверхности (рис. 1.2).

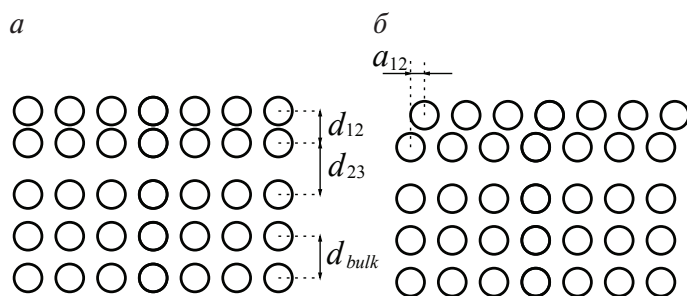


Рис. 1.1. Виды релаксации поверхности кристалла со сдвигом верхней атомной плоскости перпендикулярно (*a*) и вдоль (*б*) поверхности

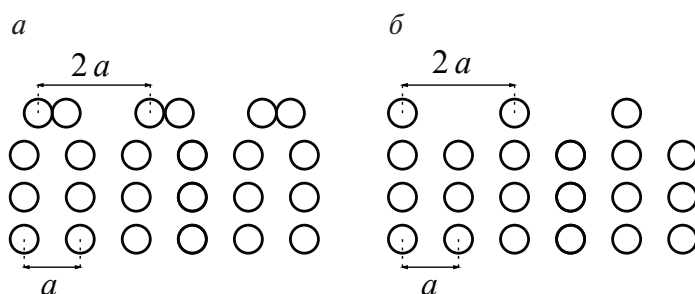


Рис. 1.2. Примеры реконструкции поверхности кристалла с образованием двойных (*a*) и пропущенных (*б*) атомных рядов на поверхности

Реконструкция может происходить с образованием поверхностных дефектов, с участием примесных атомов-адсорбатов. Результатом может стать весьма сложная структура поверхности с периодичностью, отличной от объемного кристалла. Так, свободную поверхность кремния описывают большой элементарной ячейкой, включающей  $7 \cdot 7 = 49$  ромбовидных примитивных ячеек идеального среза Si (111). Кроме того, чужеродные атомы-адсорбаты могут формировать собственную решетку на поверхности, некрatную основной структуре кристалла.

Зонная структура поверхности отличается от таковой для исходного кристалла наличием «поверхностных состояний», которые соответствуют атомам на поверхности, по своему окружению отличным

от всех объемных. При образовании твердого тела множество энергетических уровней  $A$  и  $B$  (рис. 1.3), соответствующих абсолютно одинаковым атомам бесконечного кристалла, образуют энергетические зоны, подобные валентной зоне и зоне проводимости. Невозможно сказать, где конкретно в кристалле находится электрон, попавший в зону проводимости, или дырка в валентной зоне.

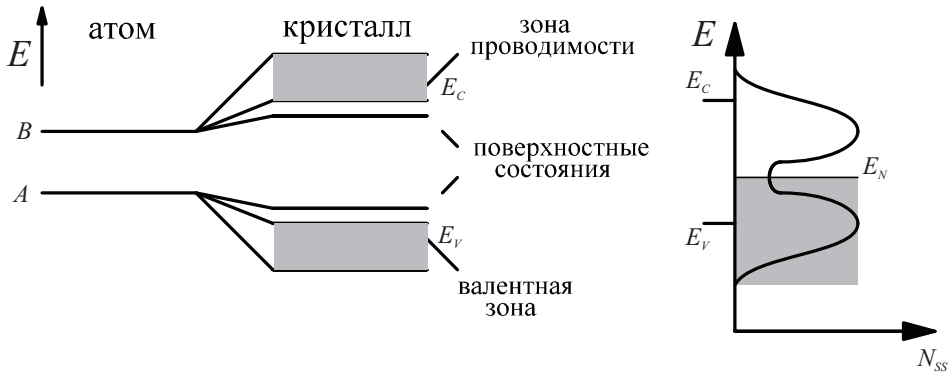


Рис. 1.3. Образование и свойства поверхностных состояний

В то же время малое количество поверхностных атомов образуют дискретные уровни в запрещенной зоне наподобие донорных и акцепторных уровней в примесных полупроводниках. Электрон, попавший на поверхностный уровень, локализован в большей степени, чем объемный: он находится в тонком приповерхностном слое кристалла.

Поверхностные состояния могут носить донорный или акцепторный характер в зависимости от своего происхождения и энергетического положения. Например, при возникновении акцепторного уровня ниже или донорного состояния выше уровня Ферми полупроводника, в последнем возможно проявление инверсии (смена типа проводимости с  $p$ - на  $n$ - и наоборот), обеднения или обогащения основными носителями заряда (рис. 1.4), что, безусловно, сказывается на проводимости приповерхностного слоя.

Ввиду нестабильности свойств свободной поверхности полупроводников за счет трудно контролируемых явлений адсорбции и десорбции и заряжения, ее наличия стараются избежать в устройствах микро- и нанoeлектронной техники. Однако понимание поверхностных явлений необходимо для проектирования межфазных границ и гетеропереходов, используемых в любом электронном элементе.

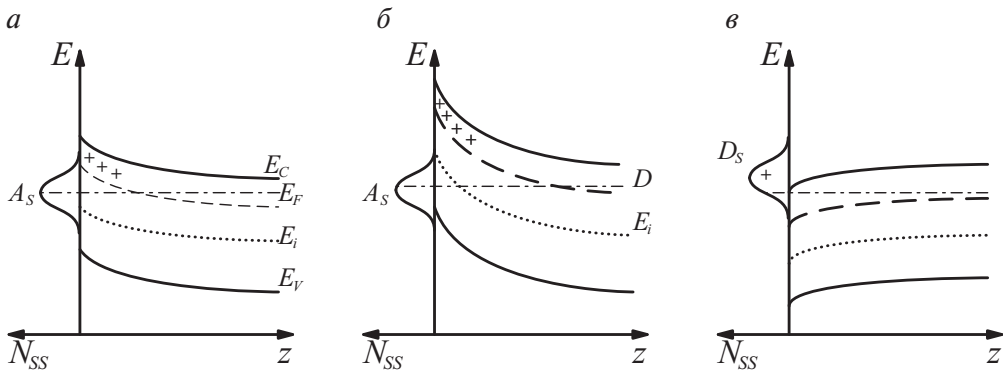


Рис. 1.4. Обеднение (а), инверсия (б) и аккумуляция (в) заряда в тонком слое полупроводника в результате изгиба зон вблизи поверхности (показана зонная структура полупроводника  $n$ -типа):

$E_i$  — середина запрещенной зоны

## 1.2. Межфазные границы: атомная и зонная структура

В более сложном случае межфазной границы, в рамках одного материала или соединения разнородных материалов возникает проблема несогласованности свойств двух сред, вступающих в контакт. Наиболее очевидным с практической точки зрения представляется вопрос совпадения типов, а также близости постоянных кристаллических решеток соединяемых слоев. При нанесении покрытия на подложку, в случае несовпадения и некратности их постоянных кристаллических решеток (межатомных расстояний), возникает напряженная пленка (рис. 1.5). На границе такой пленки с подложкой накапливаются механические напряжения, которые вскоре приводят к ее релаксации. При небольшой разнице в масштабах решеток, для релаксации достаточно образования на границе точечных дефектов — вакансий или междоузлий, а также протяженных дефектов типа дислокаций. При существенном различии решеток может произойти отслаивание наносимой пленки.

Соединяемые фазы или материалы  $A$  и  $B$  с разными решетками могут обладать различной термодинамической и химической совместимостью. Если в диаграмме состояний  $A$ - $B$  между чистыми компонентами присутствует непрерывный спектр промежуточных фаз, то может

образоваться плавный контакт с диффузионным слоем  $A_xB_y$ . При наличии резкой границы фазового перехода, область соединения компонентов  $A$  и  $B$  также будет резкой. В ряде случаев, при наличии устойчивого химического соединения  $A_nB_m$ , образуется промежуточный слой, компенсирующий различие решеток  $A$  и  $B$ .

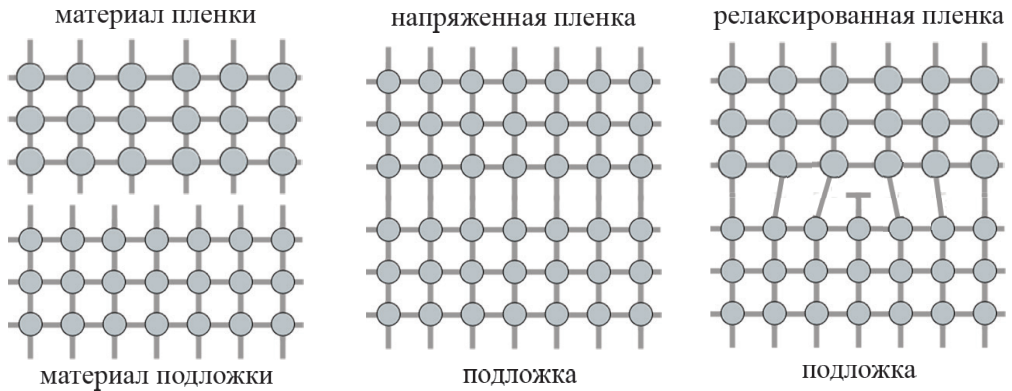


Рис. 1.5. Релаксация напряженной пленки при несовпадении кристаллической структуры с подложкой

Для диффузионного или химического смешивания компонентов часто выполняется правило Вегарда для постоянной решетки  $a$ :

$$a(x) = xa_1 + (1 - x)a_2,$$

где  $x$  — молярная доля материала 1 в материале 2.

В устройствах микро- и нанoeлектроники наиболее важными случаями для практики являются контакты металлов, полупроводников и диэлектриков. Энергетические параметры поверхности реальных материалов зависят от ориентации кристалла, концентрации примесей и адсорбатов, температуры окружающей среды и других факторов. Точные зонные диаграммы таких контактов могут быть получены в рамках трудоемких исследований, из сочетания экспериментальных данных и результатов теоретических расчетов. В настоящем пособии предлагается наиболее простая методика, позволяющая на качественном уровне понять электронную структуру перехода между двумя материалами.

### 1.2.1. Контакт металл — металл

Наиболее простым и часто встречающимся в повседневной жизни является соединение двух металлов, которое происходит при любом измерении с помощью мультиметра, а также лежит в основе датчиков температуры — металлических термопар. На рис. 1.10 представлены два основных шага при составлении энергетической диаграммы такого контакта. Естественно, что для двух соединяемых материалов энергетические уровни свободных электронов, выходящих в вакуум, должны совпадать. Поэтому на первом шаге, с учетом справочных величин работ выхода (энергетический зазор между уровнем Ферми и уровнем вакуума), зонные диаграммы двух металлов соединяются по уровню вакуума (рис. 1.6, *a*).

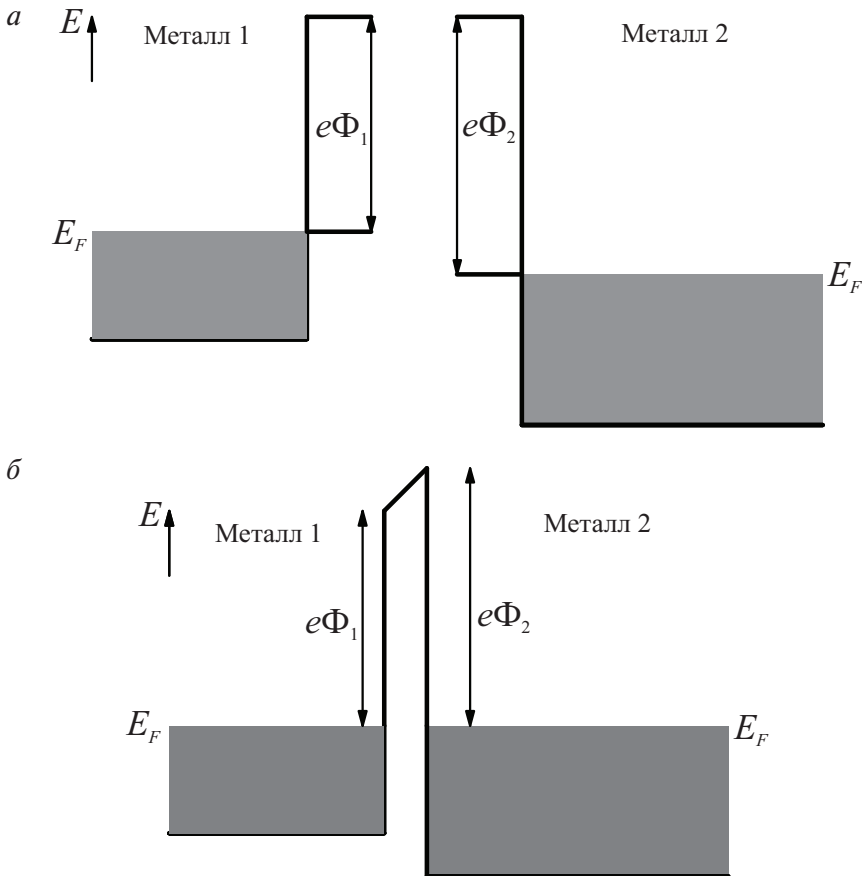


Рис. 1.6. Зонная диаграмма контакта двух металлов



Два соединенных металла со временем должны прийти в состояние термодинамического равновесия, когда их уровни Ферми совпадают. В момент соединения электроны из металла I с более высоким уровнем Ферми перетекают в металл II, создавая там избыточный отрицательный заряд и оставляя в металле I положительный заряд той же величины. Получившийся двойной электрический слой создает контактную разность потенциалов  $\Phi_{II}-\Phi_I$ , достаточную для прекращения электрического тока через контакт. Возникшее в области контакта электрическое поле иногда изображают в виде наклонной линии (рис. 1.6, б) или не показывают вовсе.

Велика ли толщина области, на которой падает разность потенциалов? Изменение потенциала вблизи границы можно описать выражением

$$\Phi = \frac{Q}{r} \exp\left(\frac{-r}{r_0}\right),$$

где  $r_0 = 0.5 \left(\frac{n}{a_0^3}\right)^{-1/6}$ . Для меди значения концентрации электронов и константы  $r_0$  равны соответственно  $n = 8.5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$  и  $r_0 \sim 0.55 \text{ \AA}$ . Таким образом, заряд на границе раздела металлов экранируется путем соответствующего перераспределения электронов проводимости и не чувствуется уже на расстоянии в несколько ангстрем. Ввиду малости такой величины, изгиб зон металла на диаграмме не изображается.

### 1.2.2. Контакт металл — полупроводник

Аналогичным описанному выше образом строится диаграмма более сложных контактов. После соединения схем металла и полупроводника по уровню вакуума (рис. 1.7) необходимо учитывать как падение напряжения  $\Delta$  в узкой области перехода (компенсируется электронной подсистемой металла), так и разность потенциалов  $\Phi_{SB}$ , экранируемую за счет изгиба зон полупроводника. В сумме со сродством полупроводника к электрону  $\chi_{SC}$  они дают работу выхода металла  $\Phi_M$ . Изгиб зон формируется в процессе выравнивания уровней Ферми за счет протекания тока через контакт до его полной остановки. Для полупроводников характерным размером изгиба зон за счет меньшей концентрации носителей заряда являются десятки или сотни нанометров.

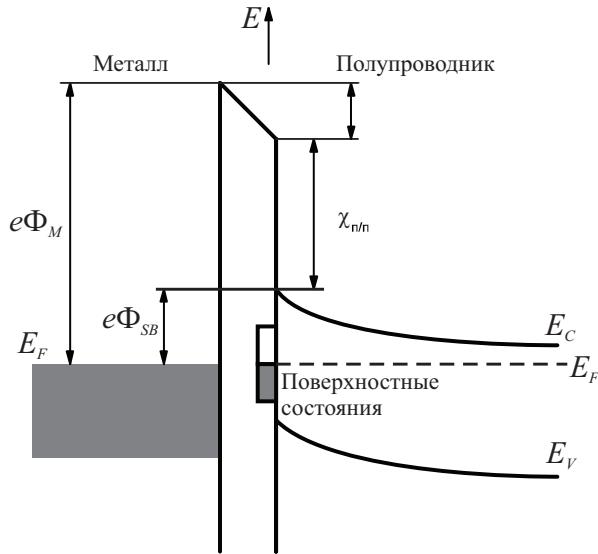


Рис. 1.7. Зонная диаграмма контакта «металл — полупроводник»

За счет сочетания возможных типов основных носителей в полупроводнике, его сродства к электрону и работы выхода металла можно получить больше вариантов зонных диаграмм контакта (рис. 1.8).

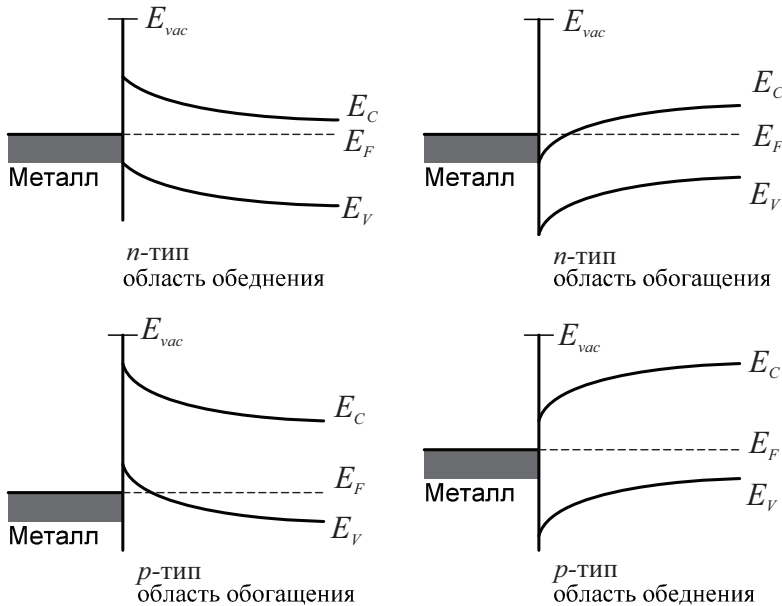


Рис. 1.8. Варианты зонных диаграмм контакта «металл — полупроводник»

### 1.2.3. Контакт полупроводник — полупроводник

Соединение двух полупроводников одного вида, например,  $p$ - и  $n$ -кремния, встречается во многих электронных компонентах, включая диоды, биполярные и полевые транзисторы. Ширина запрещенной зоны при соединении однородных полупроводников остается постоянной, а двойной электрический слой вблизи перехода обеспечивает изгиб зон и выравнивание уровней Ферми. Положение нового равновесного уровня Ферми зависит от концентрации носителей заряда в левой и правой частях перехода, от температуры и приложенного внешнего напряжения.

В более общем случае соединения разнородных полупроводников, называемом гетероструктурой, различными оказываются все параметры материалов: сродство к электрону, ширина запрещенной зоны, концентрации и тип носителей заряда. Различают гетероструктуры первого типа (рис. 1.9, *а*), где запрещенная зона одного полупроводника полностью укладывается в ЗЗ второго. В гетероструктурах второго типа (рис. 1.9, *б*) запрещенные зоны полупроводников смещены относительно друг друга. Последовательное объединение нескольких гетероструктур позволяет создавать квантовые ямы, сверхрешетки КЯ, одно- и многобарьерные туннельные структуры.

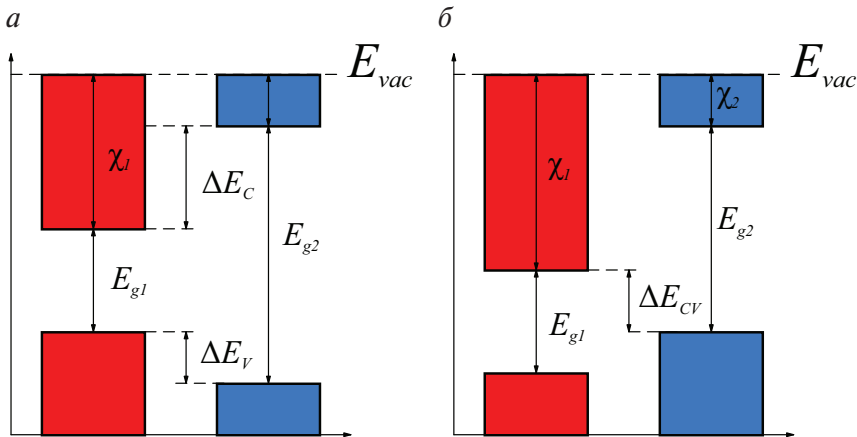


Рис. 1.9. Зонные диаграммы гетероструктур первого (*а*) и второго (*б*) типа

Построение зонной диаграммы гетероструктуры начинают с объединения полупроводников по уровню вакуума (рис. 1.10, *а*). Образовавшийся разрыв дна зоны проводимости можно вычислить как

разницу сродства к электрону (справочная величина) двух полупроводников по формуле

$$\Delta E_C = \chi_I - \chi_{II}.$$

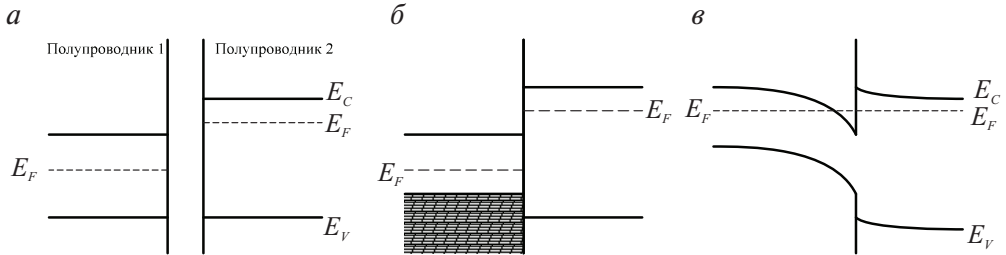


Рис. 1.10. Порядок построения зонной диаграммы для гетероструктуры: а и б — объединение по уровню вакуума; в — выравнивание уровня Ферми и изгиб зон

Зная ширину запрещенной зоны для двух полупроводников, можно вычислить разрыв потолка валентной зоны

$$\Delta E_V = E_{gII} - E_{gI} - \chi_I + \chi_{II}.$$

В момент контакта электроны начнут перетекать с полупроводника с более высоким уровнем Ферми  $E_F$  в полупроводник с низким уровнем (рис. 1.10, б). За счет возникающего электрического поля, зоны вблизи соединения изгибаются, а уровни  $E_F$  выравниваются. При этом ширина запрещенной зоны не меняется, то есть потолок зоны проводимости и дно валентной зоны всегда параллельны друг другу. Основную роль играет край зоны близкий к уровню Ферми. Приблизительное положение уровней  $E_F$  может быть рассчитано по концентрации электронов или дырок согласно формулам:

$$p = n_i \exp \left[ \frac{E_i - E_F}{kT} \right];$$

$$n = n_i \exp \left[ \frac{E_F - E_i}{kT} \right],$$

где  $n_i$  — справочное значение концентрации электронов для собственного полупроводника;  $E_i$  — середина запрещенной зоны, уже известная после расчетов  $\Delta E_C$  и  $\Delta E_V$ .

Следует отметить, что построенная по данной методике зонная диаграмма гетероструктуры является качественной, а получение точных

количественных значений представляет собой сложную научную задачу для физики полупроводников.

### 1.3. Низкоразмерные структуры и квантовое ограничение

В предыдущих параграфах металлы и полупроводники рассматривались в качестве полубесконечных объемных материалов, ограниченных лишь плоскостью контакта. Не вдаваясь в детали физики твердого тела, в первом приближении носители заряда в них можно рассматривать как свободные, квазиклассические частицы с так называемой эффективной массой  $m^*$ , отличающейся от массы электрона в вакууме за счет наличия периодического потенциала атомов кристаллической решетки. Эффективная масса зависит от материала, а законы движения электронов (дисперсионные зависимости энергии  $E$  от волнового вектора  $k$ ) в трехмерном случае приобретают вид

$$E = \frac{1}{2m^*} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2),$$

где  $p$  — импульс электрона;  $\hbar$  — постоянная Планка.

Плотность состояний объемного материала — количество занятых электронных уровней в зависимости от энергии (рис. 1.11) — можно описать с помощью следующего соотношения:

$$n_{3D}(E) = \frac{m^* \sqrt{2m^* E}}{\pi^2 \hbar^3}.$$

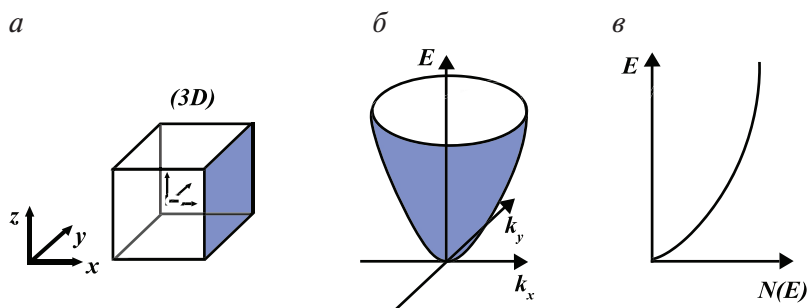


Рис. 1.11. Дисперсионная зависимость и график плотности состояний для объемного материала:

*a* — схематическое изображение; *б* — дисперсионная зависимость; *в* — график плотности состояний для объемного материала

В процессе миниатюризации контакты и гетероструктуры в нанoeлектронике по своим характеристикам все дальше уходят от модели полубесконечных сред вследствие явления ограничения движения носителей заряда. Ограничение возникает за счет наличия материальных (границы наноразмерных полупроводников и металлов) и полевых (потенциальные барьеры вблизи переходов) препятствий для распространения частиц.

Ограничение движения электронов (дырок) в низкоразмерной структуре, приводящее (вследствие их квантово-волновой природы) к ненулевому минимальному значению их энергии и к дискретности энергий разрешенных состояний, называют квантовым ограничением. В твердых телах квантовое ограничение может быть реализовано в трех пространственных направлениях. Количество направлений, в которых эффект квантового ограничения отсутствует, используется в качестве критерия для классификации элементарных низкоразмерных структур по трем группам: квантовые ямы (2D), квантовые проволоки (1D) и квантовые точки (0D) (рис. 1.12).

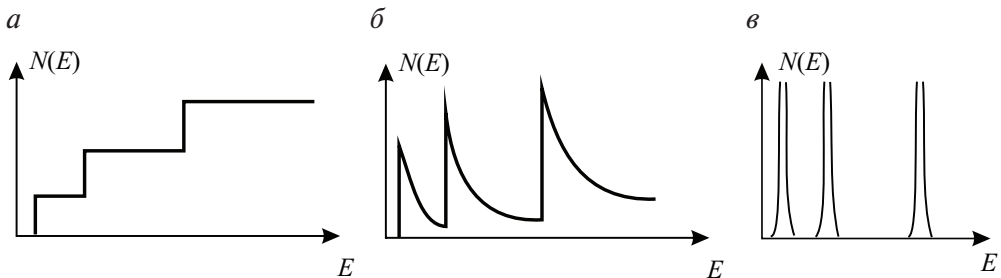


Рис. 1.12. Графики плотности состояний для квантовой ямы (а), квантовой проволоки (б) и квантовой точки (в)

При достаточно сильных полях виртуальная квантовая яма может образоваться под затвором даже в полевом транзисторе микронных размеров. Электроны в такой структуре образуют двумерный электронный газ, ограниченный лишь по оси, перпендикулярной плоскости подложки, а дисперсионное соотношение можно описать с помощью выражения

$$E = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* l_z^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*},$$

где  $n$  — квантовое число, а  $l_z$  — момент импульса электрона.

---

## 2. МОП-транзисторы и короткоканальные эффекты

---

**Б**ез сомнения, главным устройством, открывшим эру современной микро- и нанoeлектроники, является нелинейный элемент — транзистор, позволяющий управлять большими токами при помощи малых токов (биполярные транзисторы) или малых напряжений (полевые транзисторы). За счет меньшего энергопотребления и лучшей масштабируемости размеров, наибольшее применение в больших интегральных схемах получили полевые транзисторы, в частности, с изолированным затвором, построенные на базе структуры «металл — диэлектрик — полупроводник» (МДП). Исторически наиболее распространенным диэлектриком являлся оксид кремния, поэтому такие транзисторы часто называют МОП (металл — оксид — полупроводник, англ. MOSFET). В современных условиях затвор необязательно выполнен из металла и диэлектриком могут являться нитриды или оксиды металлов.

В настоящей главе приведены краткие сведения о принципе работы и простейшие уравнения, описывающие действие МОПТ. В дальнейших параграфах рассматриваются основные эффекты, возникающие в процессе масштабирования таких транзисторов, а также существующие методы борьбы с ними, позволившие довести технологическую норму производства микросхем до 10 нм.

### 2.1. Простейшая модель МОП-транзистора с длинным каналом

---

Напомним, что МОП-транзистор в интегральном исполнении имеет четыре вывода: исток, сток, затвор и подложка. В данном разделе будет приведена популярная схема с общим истоком, в которой все по-



тенциалы отсчитываются от заземленного истока. Подложка зачастую также соединена с истоком и в рассматриваемом случае имеет нулевой потенциал. Здесь и далее будет описана работа полевого транзистора с изолированным затвором и индуцированным каналом.

В зависимости от напряжений на затворе и стоке, относительно истока транзистор может работать в линейном режиме или в режиме насыщения. Линейный режим по постоянному току (начальный участок ВАХ на рис. 2.1, б) достигается при малых напряжениях на стоке  $V_D$  по сравнению с напряжением затвора  $V_G$ . Знаки обоих напряжений зависят от типа транзистора, для которого необходимо удерживать истоковый и стоковый  $p$ - $n$  переходы в закрытом состоянии: для транзистора с  $n$ -каналом оба напряжения отрицательны, для  $p$ -канального — положительны. Для открывания транзистора, то есть для ненулевого тока стока, напряжение на затворе должно превышать пороговое напряжение открытия  $V_T$ .

Таким образом, в линейном режиме мы имеем  $V_G > V_T > V_D$  (рис. 2.1). При подаче открывающего напряжения на затвор транзистора с индуцированным каналом  $n$ -типа, в тонком приповерхностном слое полупроводника с  $p$ -проводимостью формируется инверсионный слой, где вместо дырок основными носителями заряда становятся электроны (для  $p$ -канального транзистора здесь и далее все наоборот) и электроны беспрепятственно перетекают из истока в область стока.

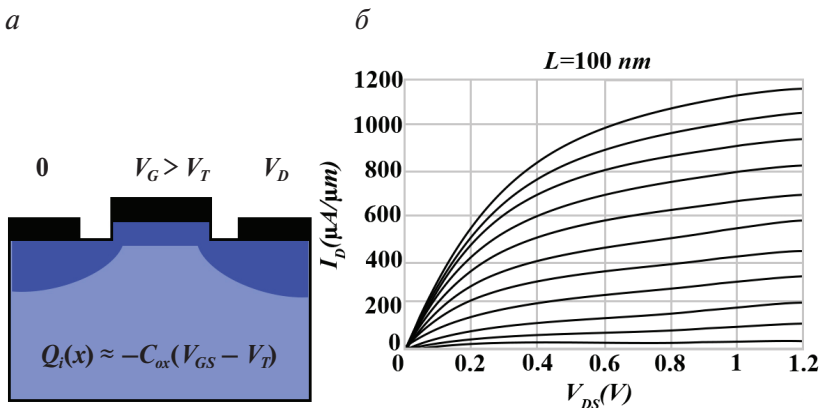


Рис. 2.1. Структурная схема в линейном режиме (а) и типичная передаточная характеристика МОП-транзистора (б)

Заряд  $Q_i$ , образованный в инверсионном слое, в линейном режиме равномерно распределен по длине канала транзистора, пропорцио-

нален емкости подзатворного диэлектрика и поданному на затвор напряжению (рис. 2.1, а). Ток стока можно выразить через ширину канала  $W$ , заряд  $Q_i$  и скорость движения носителей заряда  $v_x$ :

$$I_D = W Q_i(x) v_x(x).$$

Скорость носителей заряда в режиме дрейфа пропорциональна приложенному электрическому полю

$$I_D = W C_{ox} (V_{GS} - V_T) \mu_{eff} E_x,$$

где  $\mu_{eff}$  — подвижность носителей заряда.

Среднюю напряженность электрического поля можно вычислить по формуле через длину канала  $L$  транзистора

$$E_x = \frac{V_{DS}}{L}.$$

В итоге ток стока в линейном режиме прямо пропорционален напряжениям на затворе и стоке

$$I_D = \frac{W}{L} \mu_{eff} C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS},$$

а сопротивление канала управляется напряжением на затворе и график ВАХ транзистора представляет собой прямую линию (рис. 2.1, б). Таким образом, транзистор работает как резистор, управляемый напряжением.

При больших напряжениях на стоке  $V_D$ , в области насыщения нарушается условие равномерного распределения заряда (рис. 2.2), так что вблизи стока заряд в канале практически равен нулю.

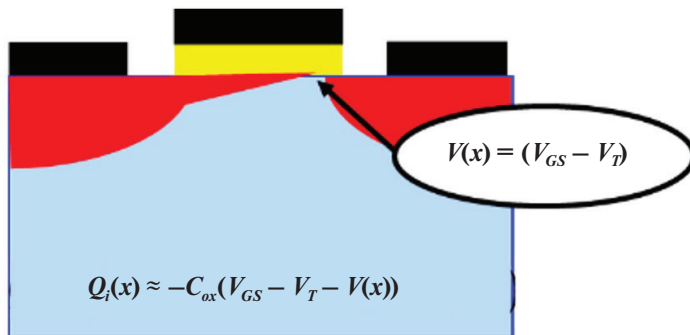


Рис. 2.2. Структурная схема МОПТ в режиме насыщения

Однако в начальной точке, на вершине потенциального барьера, отделяющего исток от области канала, электрическое поле равно нулю, а заряд в канале можно рассчитать по формуле для линейного режима

$$I_D = W C_{ox} (V_{GS} - V_T) \mu_{eff} E_x(0).$$

Напряженность электрического поля вычислим как поле вблизи стока, деленное на длину канала,

$$E_x(0) \approx \frac{V_{GS} - V_T}{L}. \quad (2.1)$$

В таком случае окончательное выражение для выходной характеристики МОПТ в режиме насыщения демонстрирует квадратичную зависимость тока от напряжения на затворе и его независимость от напряжения сток — исток:

$$I_D = \frac{W}{2L} \mu_{eff} C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2. \quad (2.2)$$

В итоге полевой транзистор в режиме насыщения должен работать как источник тока, управляемый напряжением затвора. Цифра 2 в знаменателе выражения (2.2) соответствует экспериментальным данным и появляется при более детальном рассмотрении работы транзистора.

Из передаточной и выходной характеристик транзистора можно определить важнейшие статические характеристики МОПТ:

- ток открытого транзистора;
- ток закрытого транзистора;
- крутизну;
- сопротивление канала;
- выходное сопротивление;
- пороговое напряжение включения;
- подпороговый наклон (величина напряжения затвор — исток, необходимая для изменения тока стока в 10 раз, милливольт на декаду);
- индуцированное стоком понижение барьера (DIBL, мВ/В).

Большинство из них относится к работе транзистора в режиме постоянного тока, но зачастую определяется при подаче на вход импульсного сигнала. Непосредственная связь статических характеристик с динамическими показана в следующей подглаве.

## 2.2. Связь статических и динамических характеристик МОПТ

Современные цифровые схемы работают в динамическом режиме при тактовой частоте от единиц мегагерц до 4–5 ГГц. Наиболее простой и тем не менее широко распространенной схемой для подобных устройств является ключ, или инвертор, построенный на основе полевых транзисторов (рис. 2.3, а).

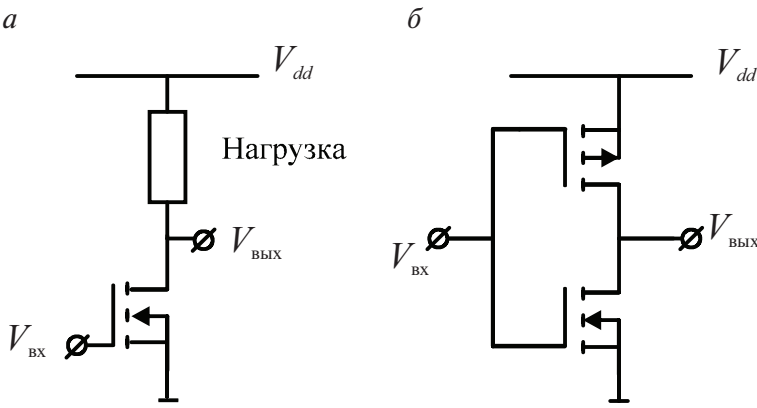


Рис. 2.3. Обобщенная (а) и реалистичная (б) схема инвертора на МОПТ

Основными элементами схемы ключа с общим истоком являются сам транзистор и нагрузка, подключенная к линии питания  $V_{dd}$ . В качестве нагрузки может работать как простой резистор, так и второй МОП-транзистор в различных вариантах включения. Ключевым преимуществом схемы на комплементарной паре  $p$ - и  $n$ -канальных транзисторов (рис. 2.3, б) является протекание заметного тока только в момент переключения инвертора между состояниями «0» и «1». В стабильном состоянии один из пары транзисторов остается закрытым, то есть через схему протекает пренебрежимо малый паразитный ток МОПТ в закрытом состоянии.

Рассмотрим передаточную характеристику инвертора (красная линия на рис. 2.4). Условия стабильности работы и помехозащищенности схемы требуют наличия горизонтальных участков вблизи 0 В и напряжения питания на входе. В таком случае малые флуктуации напряжения не приведут к возникновению ошибки — ложному переключению инвертора. Для этого крутизна перехода между устойчивыми состояниями — наклон кривой  $A_v$  — должна быть максимальна.

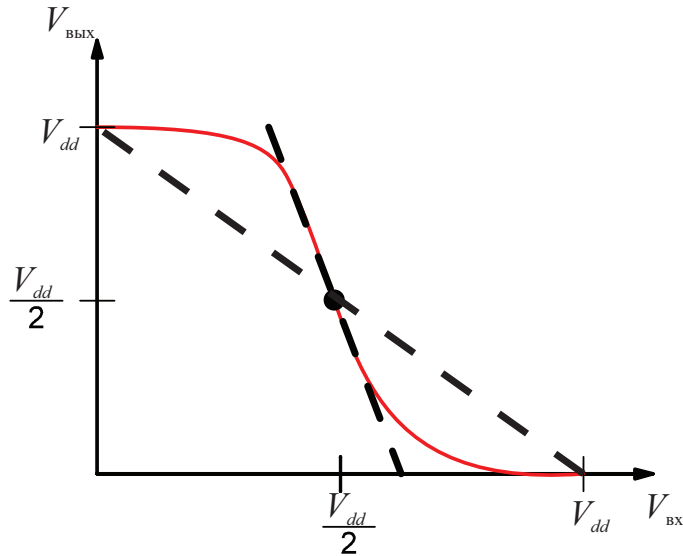


Рис. 2.4. Передаточная характеристика инвертора

Указанный наклон можно представить в виде произведения выходного сопротивления  $r_0$  и крутизны  $g_m$  транзистора

$$\frac{dV_{out}}{dV_{in}} = \frac{dV_{out}}{dI_{DS}} \frac{dI_{DS}}{dV_{in}} = r_0 g_m.$$

Таким образом, эти аналоговые характеристики напрямую влияют на работоспособность цифровой схемы. При низких значениях характеристик можно получить наклон  $A_v = 1$ , при котором передаточная характеристика представляет собой прямую линию (пунктир на рис. 2.4), а помехозащищенность утрачивается полностью.

Быстродействие цифровой схемы напрямую зависит от величины тока транзистора в открытом состоянии. Например, при переключении входа схемы рис. 2.3, б с логического нуля на логическую единицу происходит закрытие  $p$ -канального и открытие  $n$ -канального транзистора. При этом эффективная емкость нагрузки, заряженная до напряжения питания, начинает разряжаться за счет тока стока  $n$ -транзистора, подключенного к земле. В процессе переключения транзистора, ток разрядки увеличивается, а напряжение на емкости падает по линейному закону. После полного открытия транзистора (режим насыщения) происходит разрядка постоянным током, а напряжение емкости падает экспоненциально (рис. 2.5).

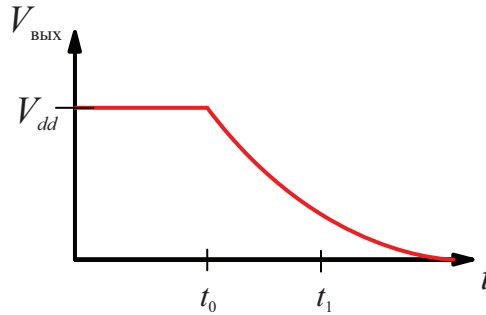


Рис. 2.5. Кривая разряда емкости нагрузки инвертора

При этом постоянная времени такого разряда обратно пропорциональна току транзистора во включенном состоянии  $I_{ON}$ , то есть цифровые схемы на транзисторах с малыми токами будут работать лишь на низких частотах

$$\tau = \frac{C_{sw} V_{DD}}{I_{ON}}. \quad (2.3)$$

Энергопотребление цифровых схем также зависит от аналоговых характеристик транзистора. Статическая мощность равна произведению паразитного тока транзистора в выключенном состоянии на напряжение питания. Динамическая мощность схемы, выделяемая при переключении по переднему и заднему фронту входного сигнала, вслед за энергией нагрузочной емкости, пропорциональна квадрату напряжения питания  $V_{DD}$  и частоте переключения  $f$

$$P_{tot} = I_{ST} V_{DD} + \alpha C_{tot} V_{DD}^2 f.$$

Таким образом, для снижения энергопотребления с одновременным подъемом частоты переключения приходится снижать напряжение питания, что возможно с уменьшением размеров транзисторов (порядка 1 В для 14 нм технического процесса). В следующей подглаве будут рассмотрены другие эффекты миниатюризации МОП транзисторов.

## 2.3. Эффекты масштабирования транзисторов

Согласно закону Мура, количество элементов на единице площади микросхемы в течение последних десятилетий удваивается каждые два года. Движущей силой такого резкого изменения технологий являются

сопутствующие положительные изменения характеристик транзисторов, в частности, снижение энергопотребления и уменьшение их стоимости. Ниже приведены закономерности изменения характеристик схем на транзисторах при уменьшении линейных его размеров в  $\alpha$  раз.

Размеры: длина и ширина канала, толщина подзатворного диэлектрика, ширина соединения .....	$1/\alpha$
Степень легирования канала .....	$\alpha$
Напряжение питания .....	$1/\alpha$
Плотность размещения .....	$1/\alpha^2$
Быстродействие .....	$\alpha$
Мощность .....	$1/\alpha^2$
Плотность мощности .....	1
Энергия на операцию .....	$1/\alpha^3$
Сопротивление линии .....	$\alpha$
Плотность тока .....	$\alpha^2$
Падение напряжения .....	$\alpha$
Контактное сопротивление .....	$\alpha^2$
Контактное падение напряжения .....	$\alpha$

Среди перечисленных тенденций присутствуют и негативные, например, увеличение сопротивления межсоединений и контактов, растущая плотность тока. Кроме того, при достижении размеров менее 100 нм возникают многие так называемые короткоканальные эффекты, неожиданным образом меняющие статические и (или) динамические характеристики полевых транзисторов. В частности, полученная нами в формуле (2.1) квадратичная зависимость тока стока от напряжения на затворе для наноразмерных транзисторов становится линейной. В следующих пунктах кратко рассмотрены физические основы и следствия подобных эффектов.

### 2.3.1. Ограничение дрейфовой скорости носителей заряда

В линейном режиме работы транзистора, при малых напряжениях сток — исток  $V_D$ , выполняется линейное соотношение между напряженностью электрического поля  $\varepsilon_x$  и скоростью дрейфа (направленное движение под действием поля)  $v_d$  носителей заряда

$$v_d = \mu \varepsilon_x, \quad (2.4)$$

где  $\mu$  — подвижность носителей.



Однако в современных транзисторах уже при длине канала 20 нм и напряжении питания 1 В достигаются напряженности поля порядка  $5 \cdot 10^7$  В/м, которые выходят далеко за пределы действия линейного закона (2.4), в область насыщения (рис. 2.6).

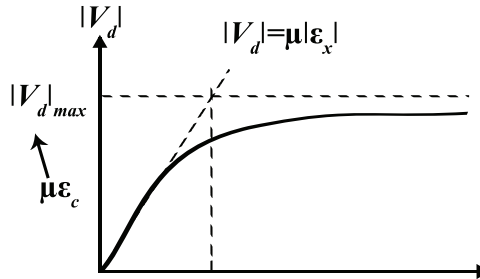


Рис. 2.6. Зависимость скорости дрейфа носителей заряда в канале транзистора от напряженности электрического поля

Таким образом, в кремнии уже при критическом поле  $\epsilon_c$  порядка  $10^6$  В/м наблюдается ограничение скорости носителей на уровне  $v_{dmax} = 10^9$  м/с за счет рассеяния на атомах кристаллической решетки. В общем виде явление насыщения скорости носителей можно описать с помощью упрощенной формулы

$$|v_d| = |v_{dmax}| \frac{|\epsilon_x| / \epsilon_c}{1 + |\epsilon_x| / \epsilon_c}.$$

Легко измеримым эффектом насыщения является снижение тока стока или сдвиг выходных характеристик транзистора в сторону оси абсцисс (рис. 2.7).

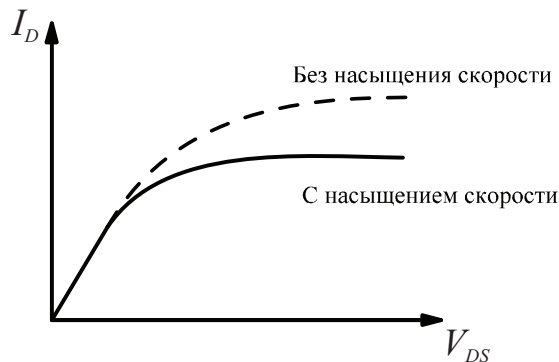


Рис. 2.7. Сжатие выходных характеристик МОПТ за счет насыщения скорости носителей

### 2.3.2. Модуляция длины канала

При достижении порогового напряжения на стоке  $V_D'$ , транзистор переходит в режим насыщения. При этом в реальных транзисторах выходная характеристика искривляется за счет эффекта модуляции длины канала. Как указано в подгл. 2.1, заряд инверсионного слоя в канале транзистора вблизи стока практически равен нулю. Вследствие этого эффективная длина канала оказывается меньше физической на величину  $l_p$  (рис. 2.8).

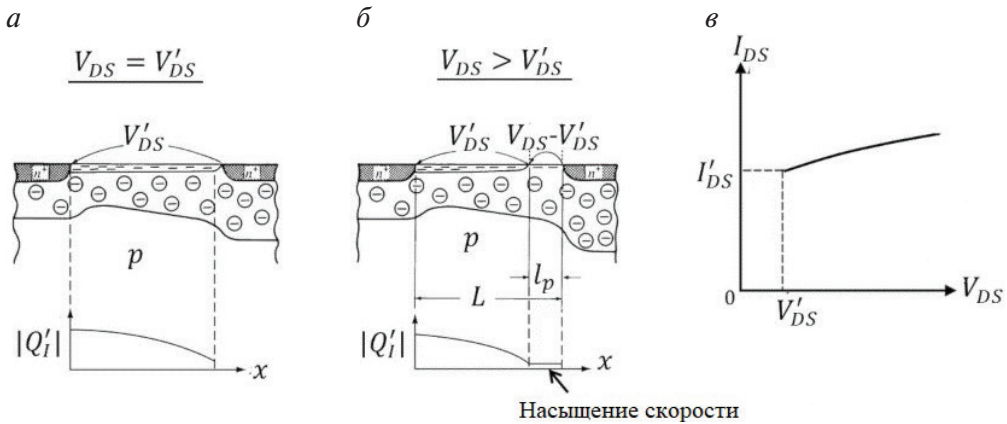


Рис. 2.8. Изменение эффективной длины канала с ростом напряжения на стоке и соответствующее искривление выходной характеристики МОПТ:

*a* — поперечное сечение канала без модуляции длины; *б* — уменьшение эффективной длины канала при увеличении напряжения; *в* — вид вольт-амперной характеристики транзистора в режиме модуляции

Ток стока увеличивается пропорционально величине  $l_p$ , в результате чего появляется зависимость от напряжения  $V_D$

$$I_{DS} = I'_{DS} \frac{L}{L - l_p} = \frac{I'_{DS}}{1 - l_p / L},$$

то есть транзистор перестает выполнять функцию источника стабильного тока.

### 2.3.3. Перераспределение заряда

Канал транзистора с длиной более микрометра можно рассматривать как одномерный проводник бесконечной длины: все изменения заряда и электрического потенциала направлены вдоль канала

(рис. 2.9, а). Напротив, при нанометровой длине канала задача о распределении заряда и потенциала неизбежно становится двумерной, необходимо учитывать влияние  $p$ - $n$  переходов истока и стока на область канала (рис. 2.9, б)

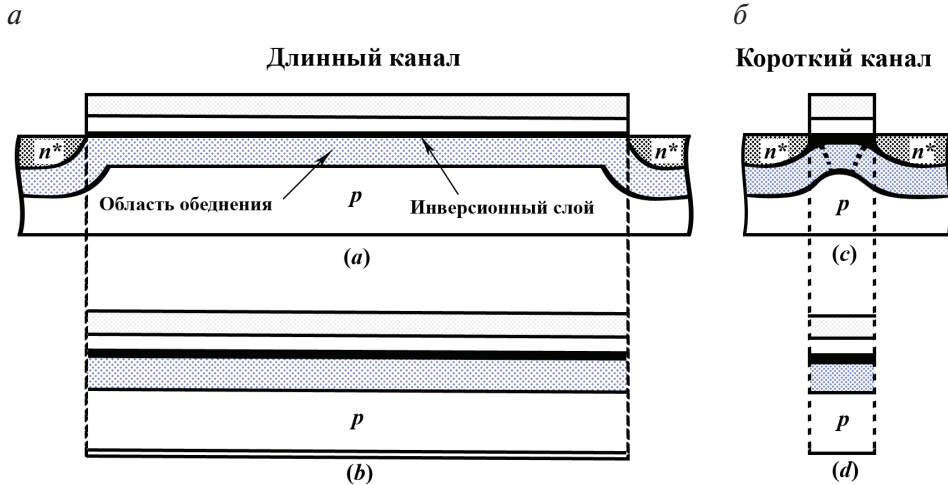


Рис. 2.9. Структура транзисторов с длинным (а) и коротким (б) каналом

При этом напряжение сток — исток может способствовать открытию транзистора вместо напряжения на затворе, нарушая привычные закономерности его работы. Таким образом, передаточная характеристика транзистора сдвигается в сторону меньших напряжений, а пороговое напряжение включения транзистора уменьшается вместе с длиной канала (рис. 2.9, в). Одним из методов борьбы с подобным перераспределением заряда является создание вблизи  $p$ - $n$  переходов истока и стока высоколегированных областей ( $p^+$  в случае  $p$ -подложки) для уменьшения обедненных зон указанных переходов.

Наблюдается также зависимость порогового напряжения включения от ширины канала. Она может принимать противоположный характер для различных технологий производства транзисторов, что необходимо учитывать при их проектировании.

#### 2.3.4. Снижение потенциального барьера за счет стока (DIBL)

В стандартном полевом транзисторе с длинным каналом, потенциальный барьер между истоком и стоком управляется исключительно напряжением на затворе (рис. 2.10, а). Увеличение напряжения сток —

исток искривляет дно зоны проводимости, но не приводит к снижению высоты барьера. У наноразмерного транзистора длина канала настолько мала, что изгиб барьера приводит также к его снижению (рис. 2.10, б). В результате этого неизбежно снижается пороговое напряжение включения транзистора, что приводит к сдвигу его передаточной характеристики при изменении  $V_D$  (рис. 2.11). В англоязычной литературе такое явление, равно как и величина смещения ВАХ, называется DIBL (*drain-induced barrier lowering*). Оно приводит к снижению надежности работы цифровых схем за счет плохой различимости состояний логического нуля и единицы.

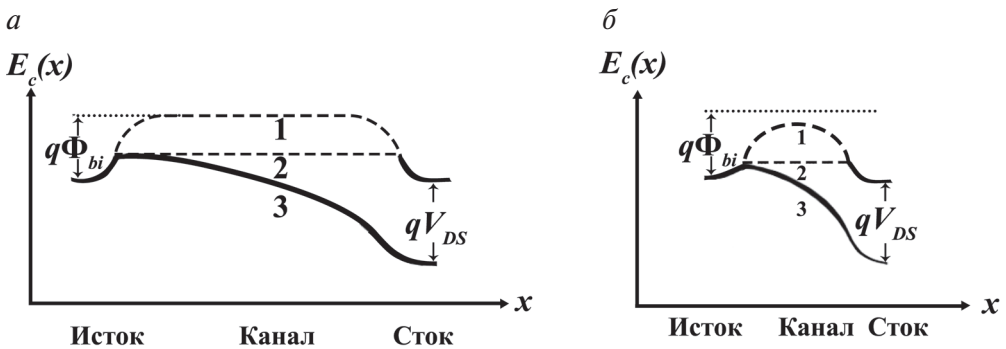


Рис. 2.10. Изгиб дна зоны проводимости за счет напряжения сток — исток для длинного (а) и короткого (б) каналов

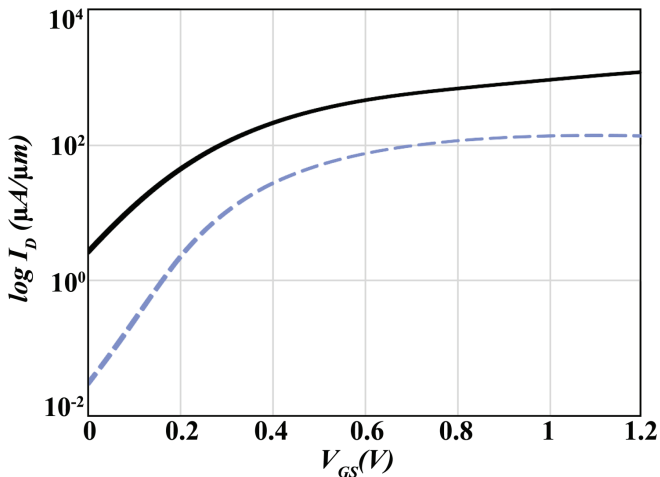


Рис. 2.11. Сдвиг передаточной характеристики 100 нм транзистора при изменении  $V_D$

### 2.3.5. Прокол

В предельном случае эффект перераспределения заряда (см. п. 2.3.3) может привести к смыканию областей обеднения  $p$ - $n$  переходов исток — подложка и подложка — сток, что приводит к возникновению проводимости в канале вне зависимости от напряжения на затворе. Такое явление называется проколом (punchthrough) и приводит к увеличению тока стока в закрытом состоянии, а также к изгибу выходных характеристик (рис. 2.12). В зависимости от места смыкания различают поверхностный и подповерхностный прокол. Последний случай может возникнуть при неоднородном легировании подложки.

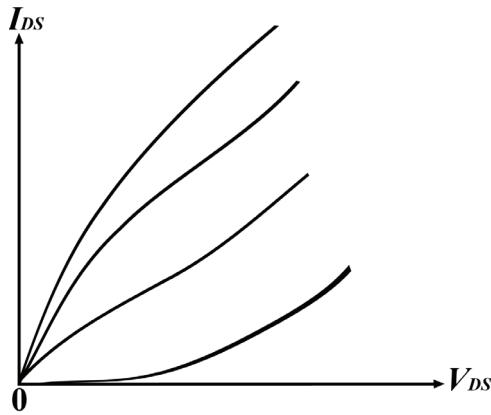


Рис. 2.12. Искривление ВАХ транзистора при проколе

### 2.3.6. «Горячие» носители заряда

Несмотря на то что средняя скорость дрейфа носителей заряда ограничена сверху (см. п. 2.3.1), скорость отдельных электронов может значительно превышать  $v_{dmax}$ . В транзисторах с нанометровым каналом напряженность электрического поля столь велика, что может вызвать лавинное размножение носителей, их надбарьерное прохождение сквозь подзатворный диэлектрик с попутным созданием интерфейсных и объемных дефектов (рис. 2.13). Дефекты обеспечивают старение оксида, а их перезарядка приводит к нестабильности порогового напряжения транзистора. Кроме того, горячие носители обеспечивают два тока утечки через затвор и подложку транзистора, что увеличивает его энергопотребление и тепловыделение.

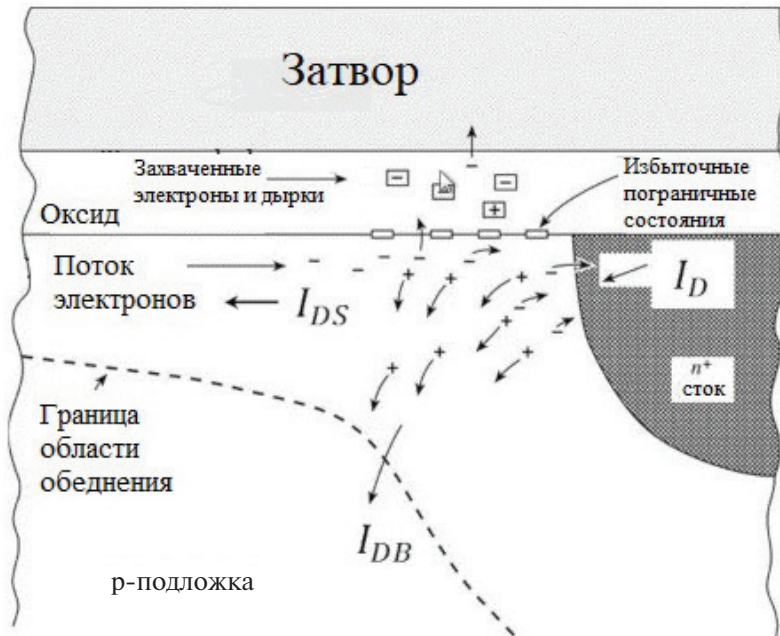


Рис. 2.13. Эффекты, связанные с наличием «горячих» носителей заряда вблизи стока МОПТ

### 2.3.7. Баллистический транспорт носителей

При уменьшении размеров транзистора, все большее количество носителей заряда при прохождении через канал не испытывают рассеяния на атомах решетки, то есть реализуется так называемый баллистический транспорт. Оценка длины свободного пробега электронов в кремнии составляет 8 нм. Если в канале с длиной 100 нм укладывается 11 длин свободного пробега, то в 10-нанометровом — чуть больше одной. Следовательно, рассеяние в нанотранзисторе будет испытывать пропорционально меньшее количество частиц. В модели транзистора баллистический транспорт учитывают за счет введения эффективной «баллистической подвижности»

$$\mu_B \equiv \frac{v_T L}{2k_B T / q},$$

где  $v_T$  — однонаправленная термическая скорость носителей заряда;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $q$  — заряд электрона.

В зависимости от соотношения классической и баллистической подвижности, при данной длине канала  $L$  тот или иной механизм транспорта вносит основной вклад в проводимость транзистора:

$$I_D = \frac{W}{L} \left( \frac{1}{\mu_{eff}} + \frac{1}{\mu_B} \right)^{-1} C_{ox} (V_{GS} - V_T) V_{DS}.$$

При длине канала 100 нм,  $\mu_B \approx 200 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , а  $\mu_{eff} \approx 2000 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , то есть примерно 10 % электронов являются баллистическими. При уменьшении  $L$  до 10 нм, их доля увеличивается до 50 %.

---

## 3. Технологии миниатюризации транзисторов в кремниевой электронике

---

Несмотря на трудности, описанные в предшествующих параграфах, размеры полупроводниковых элементов неуклонно уменьшаются, достигая в настоящее время 7 нм. В этой главе рассмотрены виды токов утечки, возникающих в полевых транзисторах, а также технологии миниатюризации транзисторов, позволяющие решить проблемы масштабирования.

### 3.1. Токи утечки и масштабирование транзисторов

---

Согласно формуле (2.3) полная электрическая мощность цифровой схемы складывается из статического и динамического потребления. С уменьшением размеров транзисторов, динамическая мощность падает (рис. 3.1), так как все меньшие токи текут при переключении миниатюрных элементов.

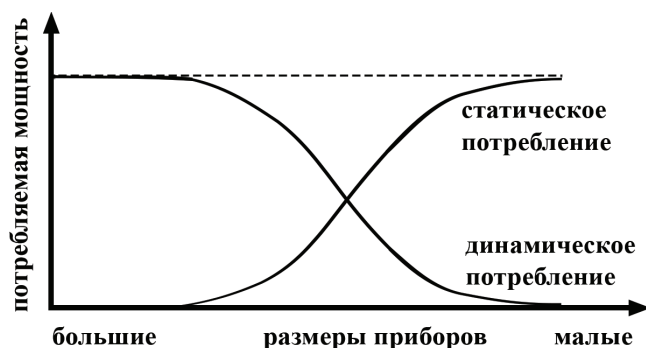


Рис. 3.1. Изменение компонентов мощности, потребляемой цифровой схемой, при миниатюризации компонентов



В то же время статическая составляющая растет в результате повышения тока транзистора в выключенном состоянии, складывающегося из нескольких токов утечки. Перечислим их разновидности (на рис. 3.2 цифрами 1–6 обозначены токи из таблицы ниже. Ток обратносмещенного перехода сток — подложка, как любой обратный ток полупроводникового диода, представляет собой движение неосновных носителей заряда под действием электрического поля. При закрытом транзисторе наибольшая разность потенциалов наблюдается между стоком и затвором. В таком случае говорят, что обратный ток индуцирован затвором и протекает вблизи него (так называемый *gate-induced drain leakage, GIDL*).

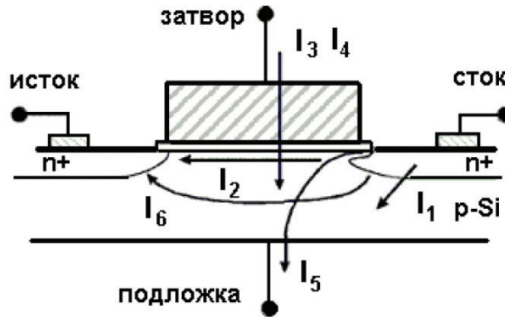


Рис. 3.2. Схема токов утечки в МОП транзисторе (для расшифровки см. таблицу ниже)

#### Виды токов утечки МОПТ

Обозначение	Наименование тока	Состояние МОПТ
$I_1$	Ток обратносмещенного $p$ - $n$ перехода стока	Вкл./выкл.
$I_2$	Подпороговый ток	Выкл.
$I_3$	Туннельный ток затвора	Вкл./выкл.
$I_4$	Ток затвора из-за инжекции горячих носителей	Выкл./перекл.
$I_5$	Ток обратносмещенного $p$ - $n$ перехода стока, индуцированный затвором (GIDL)	Выкл.
$I_6$	Прокол или смыкание областей пространственного заряда (ОПЗ) истока и стока	Выкл.

Подпороговый ток течет через область канала закрытого транзистора за счет небольшой концентрации неосновных носителей заряда в легированном полупроводнике подложки. В случае смыкания ОПЗ

$p$ - $n$  переходов исток — подложка и сток — подложка наноразмерного транзистора, количество таких носителей заряда резко возрастает и влечет за собой увеличение тока утечки.

Кроме перечисленных токов, стекающих в исток, сток или подложку, возможны паразитные токи затвора. Диэлектрический барьер под затвором может быть преодолен «горячими» электронами с высокой энергией. При достаточно тонком слое диэлектрика, порядка 2–4 нм, заметным становится туннельный ток низкоэнергетических электронов. При относительно малых напряженностях электрического поля, туннелирование происходит через трапецевидный барьер (рис. 3.3, *а*).

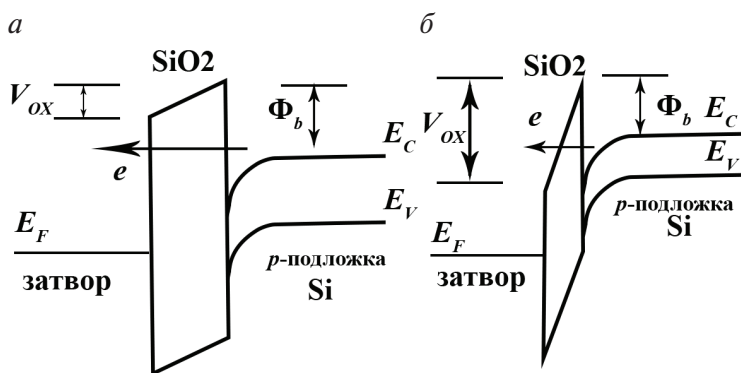


Рис. 3.3. Зонные диаграммы МДП-структуры при слабых (*а*) и сильных (*б*) полях

Плотность тока можно рассчитать по эмпирической формуле, которая для кремниевого  $n$ -МОПТ принимает вид:

$$J_G(d_{ox}) = J_{G0} \exp(-B_0 d_{ox}), \quad (3.1)$$

где  $J_{G0} = 3.7 \cdot 10^{-10}$  пА/мкм<sup>2</sup>;  $B_0 = 9.2$  нм<sup>-1</sup>;  $d_{ox}$  — толщина оксида. Вероятность туннелирования резко увеличивается при наличии разрешенных состояний (дефектов) в диэлектрике. При больших напряженностях поля реализуется туннелирование через треугольный барьер по механизму Фаулера — Нордгейма (см. рис. 3.3, *б*). Видно из формулы (3.1), что плотность туннельного тока при постоянной диэлектрической проницаемости растет экспоненциально с уменьшением толщины изолятора. Данный вид утечки начинает доминировать уже при достижении технологической нормы 65 нм.

### 3.2. Технологии борьбы с токами утечки

Процесс разработки микросхем с новой технологической нормой всегда сопровождался преодолением возникающих проблем. Сопутствующие инженерные задачи решались за счет применения новых материалов или изменения структуры транзистора. Так, в начале 2000-х годов, для увеличения тока насыщения, а следовательно, и быстродействия на 20 %, впервые был использован так называемый напряженный кремний. Растягивающие напряжения в решетке кремния создавались за счет его нанесения на кремний–германий SiGe с большей постоянной решетки. Растяжение кристалла приводит повышению подвижности носителей за счет снижения их рассеяния.

Исторически первой крупной преградой на пути к нанoeлектронике стало туннелирование электронов через подзатворный диэлектрик. Как было указано в подгл. 2.2, максимальная частота работы цифровых схем на МОПТ зависит от величины тока в режиме насыщения, которая пропорциональна емкости затвора, а значит, обратно пропорциональна толщине подзатворного диэлектрика:

$$f_{\max} \sim I_{\max} \sim C_{\text{gate}} \sim \epsilon_i / d_{\text{ox}}.$$

Таким образом, для повышения быстродействия следует делать оксидный слой все более тонким. Однако при этом согласно формуле (3.1), экспоненциально растет ток затвора, что недопустимо при проектировании сверхбольших интегральных схем. Ситуацию можно частично исправить, пропорционально увеличив диэлектрическую проницаемость изолятора, например, используя вместо диоксида кремния так называемые high-k оксиды или нитриды. Можно ввести понятие эффективной толщины оксида  $EOT$ , которая показывает толщину  $\text{SiO}_2$ , эквивалентную заданной толщине high-k материала:

$$EOT = \frac{\epsilon_{\text{SiO}_2}}{\epsilon_{\text{high-K}}} d_{\text{ox,high-K}}.$$

Увеличение  $\epsilon$  таким образом позволяет поднять и реальную толщину диэлектрика при сохранении характеристик транзистора. Впрочем, для успешной замены одного материала другим необходимо учитывать

и другие характеристики, например, наличие простой технологии нанесения на кремниевую подложку или ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Большая ширина ЗЗ необходима для предотвращения надбарьерного проникновения электронов через изолирующий слой. Известна эмпирическая зависимость запрещенной зоны от проницаемости материала  $\epsilon_i$

$$E_g \approx 20 \left( \frac{3}{2 + \epsilon_i} \right)^2.$$

Из множества сочетаний параметров ( $E_g$ ,  $\epsilon_i$ ) оптимальными оказались значения для оксидов гафния и циркония (рис. 3.4), которые нашли применение в промышленности при переходе рубежа в 45 нм.

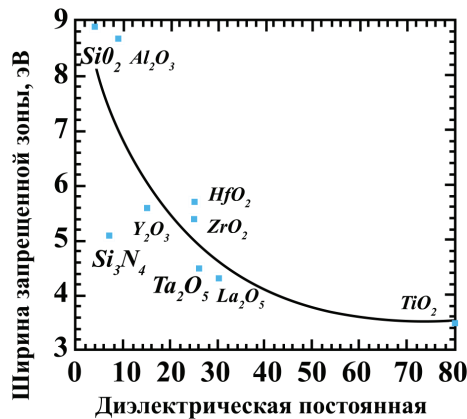


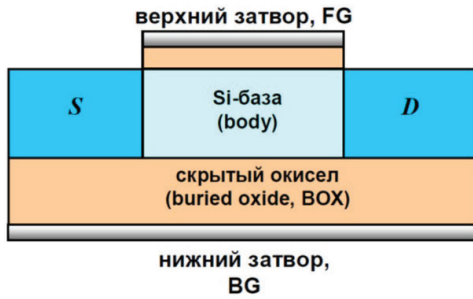
Рис. 3.4. Корреляция ширины запрещенной зоны и диэлектрической проницаемости high-k материалов

С начала 2000-х годов распространенным средством борьбы с токами утечки, а также для понижения паразитной емкости и, следовательно, увеличения быстродействия МОПТ является технология «кремний на изоляторе» (КНИ, SOI). Транзисторы в рамках данной технологии выполняются на подложке с дополнительным изолирующим слоем оксида  $\text{SiO}_2$  (рис. 3.5, а).

При такой технологии, за счет добавления толстого диэлектрического слоя, полностью исключаются паразитные токи через подложку (наличие широкого потенциального барьера на рис. 3.5, б). При том же значении напряжения питания  $V_{dd}$  могут быть достигнуты более высокие тактовые частоты, улучшается стойкость элементов к воздействию

ионизирующих излучений. За счет дополнительного нижнего затвора можно регулировать пороговое напряжение транзисторов по всей плоскости подложки.

*a*



*б*

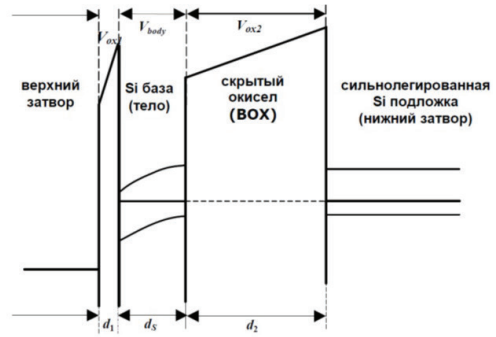


Рис. 3.5. Структурная схема (а) и зонная диаграмма (б) МОПТ, выполненного по технологии SOI

Благодаря многочисленным преимуществам, технология КНИ до сих пор находит применение при производстве микросхем.

Имеются и существенные недостатки SOI-транзисторов. Изоляционный слой ограничивает теплоотвод через подложку, что приводит к саморазогреву МОПТ, искажению его характеристик. Сочетание управляющих напряжений на двух затворах приводит к наличию 9 возможных режимов работы транзистора (накопление, обеднение и инверсия под каждым из затворов), то есть к повышению сложности управления им.

Еще одной проблемой на пути миниатюризации транзисторов является постепенная утеря затвором контроля над областью канала. За счет уменьшения длины подзатворной области, все большее влияние оказывают области стока и истока, а пороговое напряжение включения транзистора снижается, что приводит к возникновению логических ошибок.

Для усиления контроля над током стока, затвор располагают не только сверху над каналом, но и с других сторон, так что влияние поля затвора усиливается. Рассмотрим трехмерную задачу о распределении электрического поля в канале-параллелепипеде длиной  $L$ , толщиной  $t$  и шириной  $W$  (рис. 3.6).

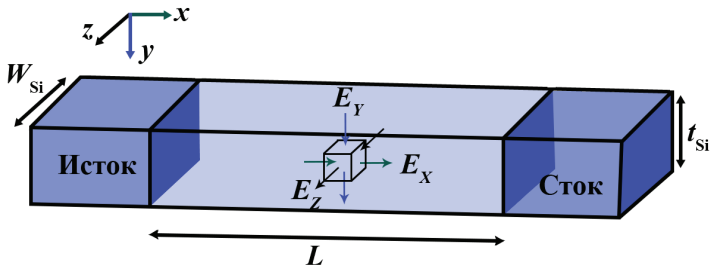


Рис. 3.6. Модель канала проводимости МОП-транзистора

Распределение описывается уравнением Пуассона для бесконечно малого элемента канала  $dx dy dz$

$$\frac{dE_x}{dx} + \frac{dE_y}{dy} + \frac{dE_z}{dz} = -\frac{\rho}{\epsilon},$$

где  $\rho$  — плотность заряда и  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость.

Поскольку правая часть уравнения при заданной плотности заряда остается постоянной, ввод неоднородных компонентов поля с большими значениями  $dE_y/dy$ ,  $dE_z/dz$  (за счет создания дополнительных затворов) уменьшает относительный вклад компоненты вдоль оси  $x$ , обусловленной напряжением сток — исток. Для оценки остаточного влияния последнего вводят параметр «естественной длины»  $\lambda$ , описывающей проникновение поля стока — истока в область канала. Транзистор не испытывает влияния короткоканальных эффектов, если длина  $L$  как минимум в 6 раз превышает  $\lambda$ . На рис. 3.7 представлены используемые на практике варианты трехмерных затворов.

Таким образом, затвор может воздействовать на канал с одной, двух, трех или четырех сторон,  $N = 1, 2, 3, 4$ . В случае П- или Ω-образного затвора число  $N$  имеет дробные значения 3.14 и 3.4 соответственно. Параметр  $\lambda$  зависит от типа затвора согласно формуле

$$\lambda_N = \sqrt{\frac{\epsilon_{Si}}{N\epsilon_{ox}}} t_{ox} t_{Si},$$

где  $t_{ox}$  и  $\epsilon_{ox}$  — толщина и диэлектрическая проницаемость оксидного слоя. С ростом влияния затвора (параметр  $N$ ) уменьшается проникновение поля истока и стока, то есть, например, затвор «gate-all-around» позволяет уменьшить транзистор в 2 раза по сравнению с классическим односторонним.

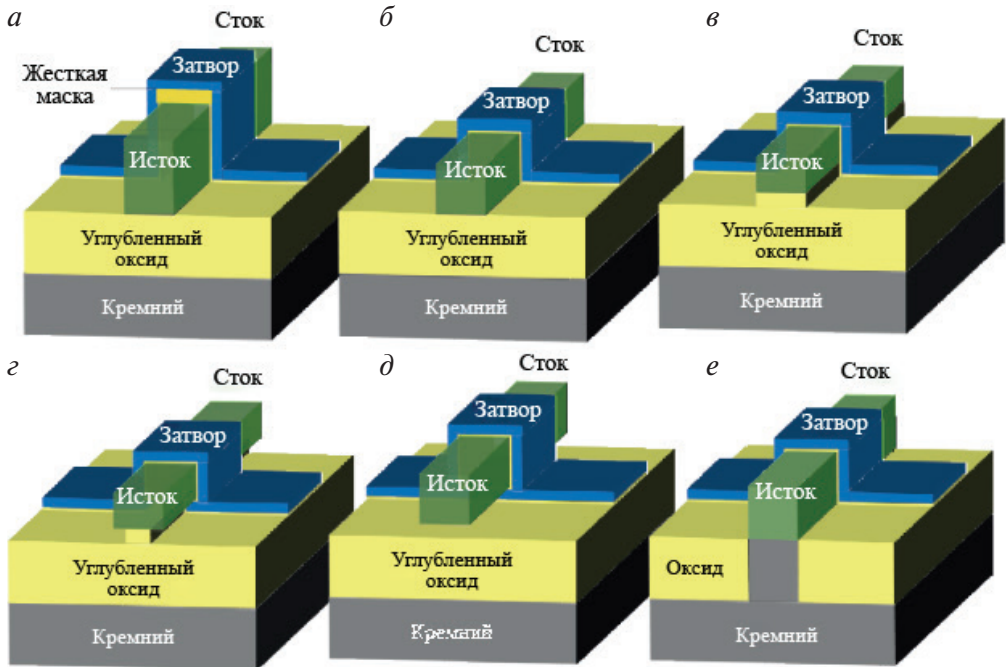


Рис. 3.7. Известные конфигурации 3D затворов:

*а* — двойной затвор (транзисторы по технологии FinFET. «Жесткая маска» — толстый диэлектрик — предотвращает образование инверсионного канала на вершине канала. Управление затвором — по каналу с боковых сторон устройства); *б* — тройной затвор (МОПТ с КНИ); *в* — П-образный затвор; *г* — Ω-образный затвор; *д* — затвор «gate-all-around» (полностью окружает канал); *е* — затвор «tri-gate»

Историю применения перечисленных технологий можно проследить на примере процессоров компании Intel, где с 2003 года применялся напряженный кремний, с 2007 — изоляторы с высокой диэлектрической проницаемостью, а с 2011 используются трехмерные конфигурации затворов. Комбинация данных технологий вкупе с подложками КНИ и прочими более мелкими изобретениями позволила компании в 2018 году достичь технологической нормы в 10 нм. Конкурирующие производители заявляют о производстве микросхем по 7 нм техпроцессу. Однако дальнейшее продвижение миниатюризации затруднено и, возможно, потребует кардинальной смены материалов и (или) типа транзисторов.

### 3.3. Альтернативные типы транзисторов

Основной проблемой масштабирования транзисторов является практическое отсутствие роста тактовой частоты, то есть однопоточной производительности элементов. В 2010 годах достижения в производительности процессоров связаны главным образом с параллельным исполнением инструкций на одном или нескольких ядрах либо с векторными операциями, обрабатывающими целый массив данных за раз. Надежда на значительный рост рабочей частоты микросхем предполагает смену типа транзисторов. Многие типы быстродействующих элементов уже используются в промышленной электронике и СВЧ-технике.

Популярным полупроводником с высокой подвижностью носителей заряда (в 5 раз превышает таковую для кремния) является арсенид галлия. На его основе строят гетероструктурные транзисторы HFET, MESFET-транзисторы с затвором Шоттки, элементы с высокой подвижностью электронов (HEMT). Структура и энергетическая диаграмма таких транзисторов показана на рис. 3.8.

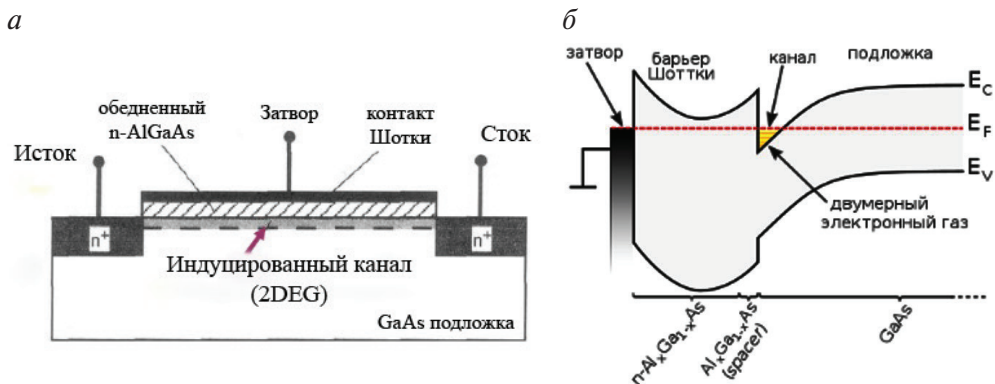


Рис. 3.8. Транзистор с контактом Шоттки на базе арсенида галлия:

а — структурная схема; б — зонная диаграмма

Отсутствие диэлектрического слоя снижает емкость транзистора, что положительно сказывается на частотных свойствах. На границе гетероперехода  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$  образуется двумерный электронный газ. Квантовое ограничение движения носителей заряда приводит к двукратному повышению их подвижности, а значит, к увеличению тока устройства в открытом состоянии с повышением быстродействия.



Примером элементов с альтернативной структурой могут служить транзисторы на углеродных нанотрубках (УНТ). В классическом варианте (рис. 3.9, *а*) нанотрубка выполняет функции миниатюрного канала полевого транзистора с высокой подвижностью носителей. Прорывных характеристик можно добиться за счет использования квантовых свойств УНТ. В частности, интерференция электронов, возникающая вследствие их волновой природы, может быть использована для снижения энергопотребления. Подавая напряжения на затвор или сток Y-образной нанотрубки (рис. 3.9, *б*), можно влиять на условие интерференции электронов, перенаправляя поток электронов в канал или затвор. При этом затраты энергии на переключение транзистора оказываются минимальными.

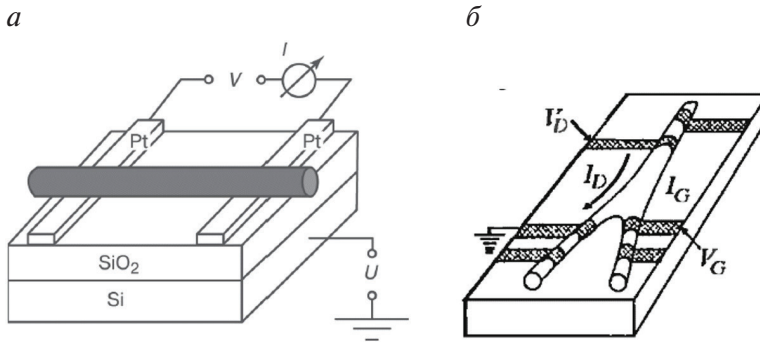


Рис. 3.9. Элементы на углеродных нанотрубках:

*а* — структура классического полевого транзистора; *б* — интерференционный транзистор с малым энергопотреблением

---

## 4. Основы одноэлектроники

---

Уменьшение размеров транзисторов с неизбежностью ведет к снижению количества носителей заряда в области канала, а значит, и к снижению тока стока. Пределом такого процесса является дискретная передача электронов по одному. Устройства, реализующие такой транспорт, называются одноэлектронными, а их прототипы активно исследуются научными и производственными организациями во всем мире.

### 4.1. Одноэлектронный транспорт и туннелирование

---

Рассмотрим перемещение одного электрона из точки А в точку Б. Согласно представлениям квантовой механики нельзя сказать, что электрон точно находится в определенной точке пространства, можно говорить лишь о вероятности его обнаружения в ней в текущий момент времени. Пусть в начальный момент времени вероятность  $P_A(t_0)$  обнаружения электрона в окрестности точки А равняется единице, а в конечный момент времени электрон переместится в точку Б ( $P_B(t_1) = 1$ ). В промежуточные моменты времени вероятность оказывается дробной величиной менее 1. Заряд в окрестности точки равен произведению вероятности на заряд электрона  $-eP_A(t)$ , то есть, несмотря на корпускулярные свойства электрона, заряд непрерывно перетекает между точками пространства и может быть меньше  $1e$ . Интересных особенностей процесса транспорта можно добиться, разделив точки А и Б тонким слоем изолятора.

### 4.1.1. Эквивалентная схема туннельного перехода

Структура с достаточно тонким слоем диэлектрика между двумя металлическими контактами называется туннельным переходом, так как при подаче напряжения электроны могут туннелировать сквозь изолятор. Переход имеет собственную емкость  $C_t$  и электрическое сопротивление  $R_t$  (рис. 4.1, *a*). Заряд медленно накапливается на металлическом участке с отрицательным потенциалом. До накопления половины заряда электрона силы кулоновского взаимодействия с другими частицами препятствуют туннелированию электрона через барьер.

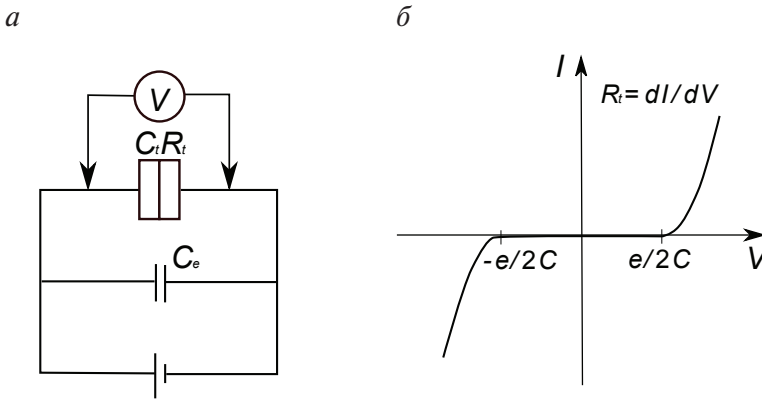


Рис. 4.1. Схема включения (*a*) и вольт-амперная характеристика (*б*) туннельного перехода

По достижении заряда  $-0.5e$ , электрон переходит на положительно заряженный электрод структуры, а процесс накопления повторяется. Данное явление сравнивают с накоплением и отрывом капли воды от водопроводного крана. Запрет на туннелирование при малом заряде называют кулоновской блокадой, что проявляется в виде горизонтального участка с нулевым током на ВАХ структуры (рис. 4.1, *б*). Энергия перезарядки туннельного перехода для отдельного акта туннелирования будет

$$\Delta E = \frac{e^2}{2C} - eV,$$

где  $V$  — приложенное к структуре напряжение.

Туннелирование становится возможным при  $|V_t| = e / (2C)$ . Следует отметить, что для экспериментального наблюдения процесса требуется одновременно выполнить два условия:

$$\frac{e^2}{2C} > k_B T; \quad (4.1)$$

$$R_i > h/e^2.$$

Энергия перезарядки должна быть (много) больше, чем энергия тепловых флуктуаций, а сопротивление структуры больше так называемого кванта сопротивления  $h/e^2$ . Для удовлетворения условия (4.1) даже при криогенных температурах требуются экстремально низкие емкости, достижимые лишь для мелких наноструктур и не превышает емкости монтажа подводящих контактов. По этой причине на практике для изучения одноэлектронных эффектов используются структуры с двумя барьерами.

#### 4.1.2. Схема с двумя туннельными переходами

Два туннельных перехода (диэлектрических слоя) отделяют центральную квантовую точку, называемую островком, от левого и правого электродов (рис. 4.2, а). Электроны могут попадать на островок или покидать его путем туннелирования.

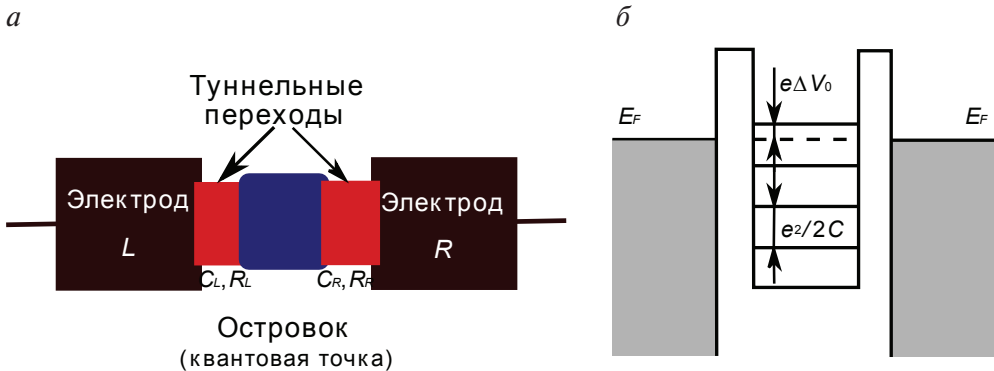


Рис. 4.2. Структурная схема (а) и зонная диаграмма (б) структуры с двумя туннельными переходами

Обычно между уровнем Ферми электродов и ближайшим дискретным уровнем островка существует энергетический зазор  $e\Delta V_0$ , который электронам необходимо преодолеть для протекания тока. Поэтому ВАХ двухбарьерной структуры смещена вправо на  $\Delta V_0$  относительно ВАХ на рис. 4.1, б. Энергия перезарядки островка составит

$$\Delta E = \frac{1}{2} \left[ (e/C + \Delta V_0)^2 C - \Delta V_0^2 C \right],$$

а ток начинает протекать при значениях напряжения  $V \geq C[e/(2C) + \Delta V_0]/C_R$ . Если сопротивление одного из туннельных переходов много больше, чем у второго, то можно добиться специфической формы ВАХ, называемой кулоновской лестницей (рис. 4.3). На ее ступенях на островке находится большее или меньшее количество электронов  $N$ . Отрицательное значение соответствует недостатку электронов.

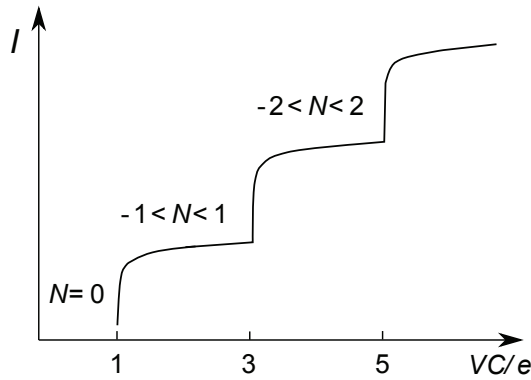


Рис. 4.3. ВАХ ассиметричной структуры с двумя туннельными переходами (кулоновская лестница)

Математически такая характеристика выражается через коэффициент прозрачности  $D$  перехода с большим сопротивлением

$$I = \left[ V - \frac{1.78e}{\pi C} |1 - D| \sin(2\pi VC/e) \right] \frac{e^2}{h}.$$

Процесс одноэлектронного туннелирования при ненулевой температуре может нарушаться из-за так называемого сотуннелирования, то есть одновременного проникновения нескольких электронов через потенциальные барьеры. Оно становится возможным вследствие теплового размытия уровней и волновых функций, а также возникновения виртуальных разрешенных состояний в квантовой точке. Различают упругое и неупругое сотуннелирование. В первом случае электроны попадают на тот же уровень островка, с которого впоследствии уходят. Вероятность процесса прямо пропорциональна приложенному

к структуре напряжению. Во втором варианте электрон изменяет свою энергию в островке и уходит с другого уровня. Помимо нелинейной зависимости электрического напряжения, интенсивность неупругих процессов является квадратичной функцией от температуры. Поэтому в реальных условиях при высоких температурах кулоновская лестница оказывается сильно сглажена или вовсе не видна.

## 4.2. Одноэлектронный транзистор

Практический интерес представляет более сложный прибор с третьим управляющим электродом — одноэлектронный транзистор (рис. 4.4). Аналогично МОП-транзистору, изменение потенциала на затворе может разрешать или запрещать протекание одноэлектронного тока через островок.

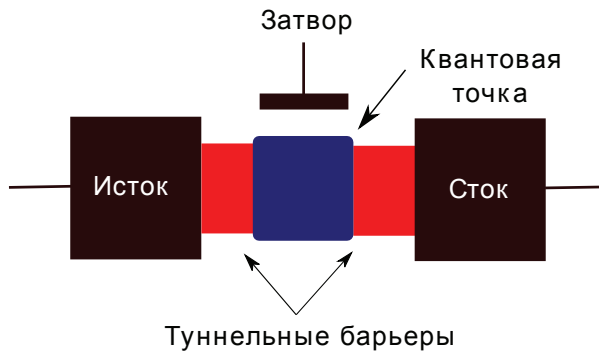


Рис. 4.4. Структурная схема одноэлектронного транзистора

Для вычисления количества электронов  $n$ , находящихся на островке при заданных напряжениях на стоке  $V_d$  и затворе  $V_g$ , нарисует эквивалентные схемы двух частей транзистора: исток + затвор и сток + затвор (рис. 4.5).

Условие нахождения  $n$  электронов на островке можно записать в виде двух неравенств:

$$\frac{1}{C_d} \left( ne - \frac{e}{2} - C_g V_g \right) < V_d < \frac{1}{C_d} \left( ne + \frac{e}{2} - C_g V_g \right);$$

$$\frac{1}{C_s + C_g} \left( -ne + \frac{e}{2} + C_g V_g \right) > V_d > \frac{1}{C_s + C_g} \left( -ne - \frac{e}{2} + C_g V_g \right).$$

Их отображение на координатной плоскости путем пересечения полюс, соответствующих разным значениям  $n$ , дает серию несимметричных ромбов — кулоновских алмазов (рис. 4.6). В каждом алмазе разрешено одно или несколько значений  $n$ .

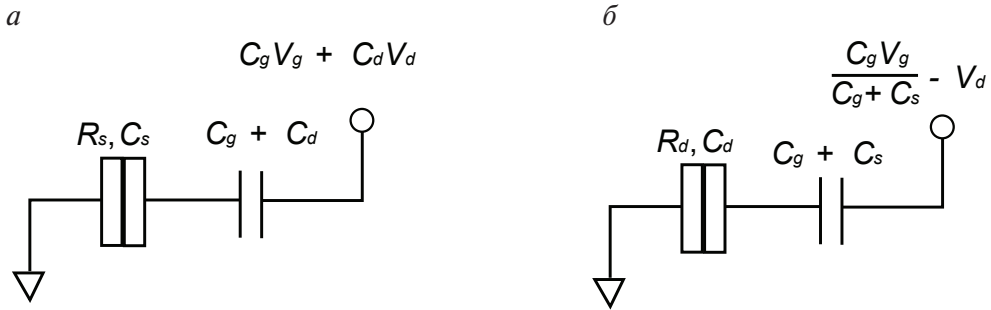


Рис. 4.5. Эквивалентные схемы «истоковой» и «стоковой» частей одноэлектронного транзистора

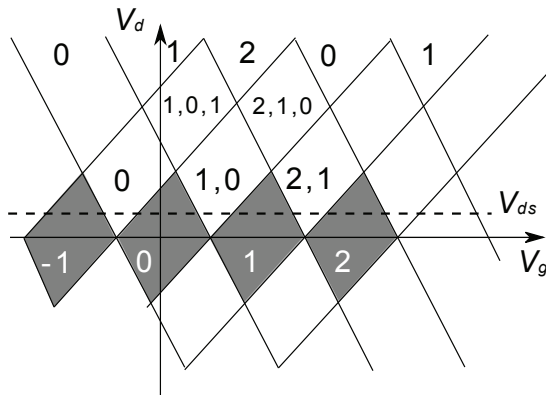


Рис. 4.6. Карта состояний одноэлектронного транзистора в зависимости от напряжений на стоке и затворе

При нулевом напряжении сток — исток, для любого напряжения на затворе ток отсутствует, а число электронов остается постоянным (закрашенные алмазы). С повышением  $V_d$  транзистор может попасть в незакрашенные четырехугольники, где наличие нескольких устойчивых состояний дает возможность протекания тока (прихода и ухода электронов).

Таким образом, одноэлектронный транзистор на основе структуры с двумя туннельными барьерами и квантовой точкой-островком позволяет управлять одноэлектронными токами путем изменения напряжения на затворе. Предпринимались попытки реализовать такую структуру в однородной кремниевой подложке при помощи специальной конфигурации электрического поля. Существенные успехи, однако, достигнуты при синтезе островка и барьеров из различных материалов: кремния  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{TiO}_2$ , графена, углеродных нанотрубок с изгибами и т. д. К недостаткам большинства предложенных устройств можно отнести трудности массового производства одинаковых транзисторов, а также необходимость их работы при криогенных температурах из-за процессов сотуннелирования и высокой чувствительности к помехам.

Одноэлектронные транзисторы можно использовать в токовом или зарядовом режиме. В первом случае элемент работает как обычный полевой транзистор со сверхмалым током и может быть встроен в классические электронные схемы (рис. 4.7). Логические уровни нуля и единицы определяются низким или высоким уровнем напряжения. Такой режим, несмотря на свою простоту, не полностью использует возможности одноэлектронного транспорта. В то же время имеются значительные проблемы в производстве одноэлектронного аналога комплементарной пары  $p$ - и  $n$ -транзисторов с идентичными характеристиками.

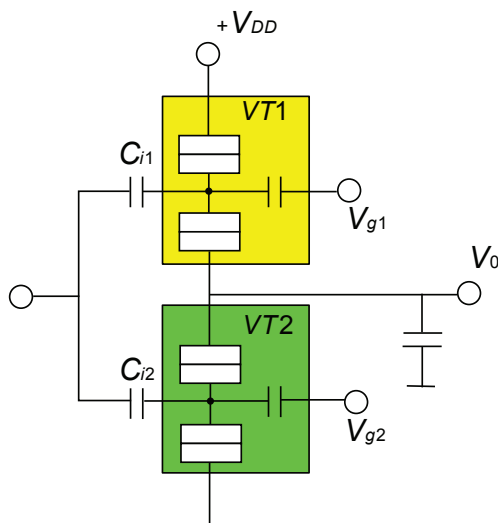


Рис. 4.7. Схема инвертора на основе одноэлектронных транзисторов



В зарядовом режиме логические уровни определяются по наличию или отсутствию на островке отдельных электронов. Такое квантовое состояние системы очень чувствительно к внешним помехам и заряду соседних элементов микросхемы. В целях повышения помехозащищенности используют структуры с несколькими островками, примеры которых приведены в следующей подглаве.

### 4.3. Примеры одноэлектронных устройств

Одноэлектронная ловушка обеспечивает долговременное хранение отдельных электронов на одном из концов цепочки полупроводниковых островков (квантовых точек) (рис. 4.8).

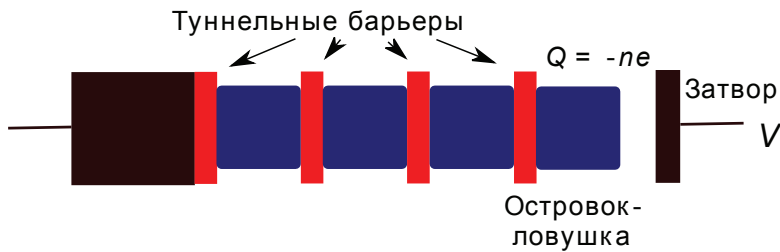


Рис. 4.8. Структура одноэлектронной ловушки

Туннельные барьеры разделяют каждую пару островков, препятствуя протеканию классических токов. Электрон, находящийся в одном из звеньев цепочки, взаимодействует с  $M$  ближайшими островками:

$$M = (C / C_0)^{1/2},$$

где  $C$  — взаимная емкость двух островков, а  $C_0$  — паразитная емкость одного островка. При расстоянии меньше  $M$  островков до края цепочки, электрон начинает с ним взаимодействовать. Электростатическая энергия системы с  $N$  островками имеет максимум:

$$W_{\max} \approx [e^2 / (2C)] \cdot \min(M, N).$$

При подаче положительного электрического потенциала на затвор (см. рис. 4.8), максимум потенциальной энергии сдвигается, что по-

звolyет захватить на конце цепочки один или несколько электронов, удерживая их там до 12 ч при низкой температуре. Освобождение электронов осуществляется при подаче отрицательного потенциала. С ростом температуры возрастает вероятность надбарьерного преодоления барьеров и сотуннелирования, которые нарушают работу системы. При использовании высокочастотных импульсных сигналов, подобная ячейка памяти может работать в динамическом режиме.

Структуры с квантовыми точками можно использовать для генерации узкополосных сигналов с частотой пропорциональной протекающему одноэлектронному току  $f = I/e$ . Пример такой структуры, состоящей из туннельного барьера, островка и резистора, приведен на рис. 4.9.

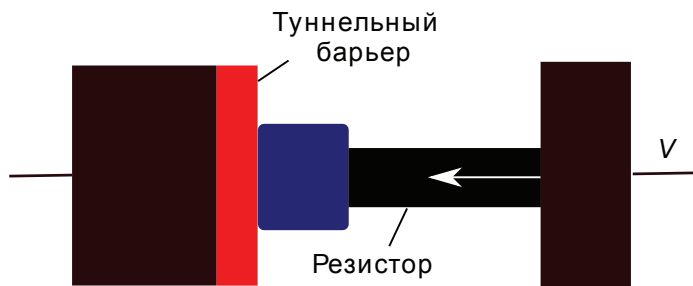


Рис. 4.9. Одноэлектронный осциллятор

Сопротивление резистора должно превышать величину кванта сопротивления  $h/e^2$ . При накоплении на электроде заряда  $e/2$  происходит туннелирование электрона. Чем больше частота процесса, тем больше ток через структуру. Поскольку частота может быть измерена с большой точностью, на основе одноэлектронного осциллятора можно создать прецизионный генератор (стандарт) постоянного тока.

---

## 5. Современные элементы памяти

---

Современные и перспективные нанoeлектронные устройства немыслимы без элементов памяти. В компьютерной технике принято выделять устройства для долговременного (постоянные запоминающие устройства ПЗУ, жесткие диски, ленточные накопители и др.) и краткосрочного (модули оперативной памяти ОЗУ, кэш-память процессоров) хранения. Как правило, быстродействие краткосрочной памяти выше, но объем ее меньше и данные теряются в момент выключения питания. В последнее десятилетие получила распространение энергонезависимая флэш-память (SSD), опередившая ПЗУ по производительности и догнавшая жесткие диски по объему, но все же недостаточно быстрая для полноценной замены ОЗУ. Таким образом, в современном персональном компьютере применяются уже 3 вида памяти, решающих схожие задачи с разной скоростью.

В такой ситуации формируется запрос к следующему поколению памяти будущего, которая вместо имеющихся сейчас типов должна обеспечить:

- низкую стоимость одного бита;
- энергонезависимость (10 лет хранения без подачи питания);
- высокую скорость при случайном доступе;
- большое число циклов перезаписи;
- энергоэффективность;
- совместимость с КМОП-технологией;
- низкий уровень шума;
- отсутствие движущихся частей;
- широкий температурный диапазон ( $-40...+125\text{ }^{\circ}\text{C}$ );
- радиационную стойкость.

Одним из основных требований к подобным устройствам остается высокая информационная плотность, то есть миниатюрный размер элементов. Считается, что наиболее компактными являются элемен-

ты памяти с двумя контактами. Если обозначить ширину подводящей дорожки проводника  $F$ , а шаг между соседними дорожками  $2F$  (рис. 5.1), то каждая ячейка памяти занимает на микросхеме площадь  $4F^2$ . Это гораздо меньше, чем в современных технологиях  $6F^2$  или даже  $8F^2$ .

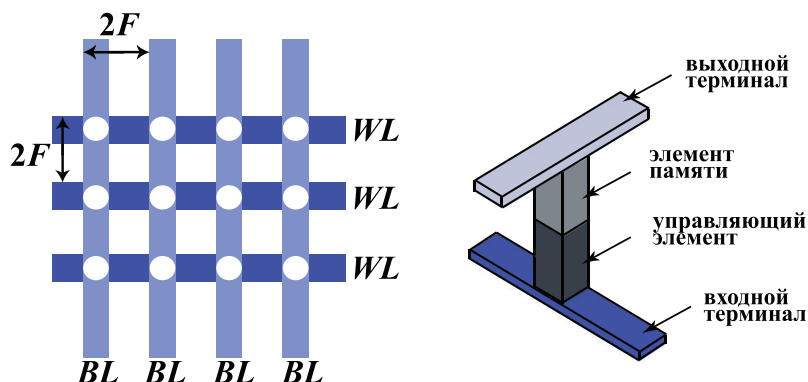


Рис. 5.1. Компактная упаковка ячеек памяти  $4F^2$  в памяти будущего

Слоистая 3D структура из нескольких слоев  $4F^2$  еще более экономит площадь микросхем памяти. Однако существующие технологии не позволяют упаковать DRAM или флэш-память с такой плотностью. В качестве решения проблемы предлагается использовать альтернативные физические принципы для реализации энергонезависимой памяти.

## 5.1. Магнитная память

Одним из способов организации магнитной памяти является изменение электрического сопротивления слоистой структуры из магнитных материалов в зависимости от направления их намагниченности — так называемый псевдоспиновый (рис. 5.2, а) или спиновый вентиль.

Магнитотвердый слой с большой коэрцитивной силой и широкой петлей гистерезиса (рис. 5.2, б) хранит эталонное направление намагниченности. Намагниченность магнитомягкого слоя меняется при записи бита информации. При совпадении направлений, сопротивление структуры протекающему току невелико (логический ноль), а при антинеправленных векторах намагниченности, оно возрастает (единица). Спиновый вентиль отличается дополнительным слоем антифер-

ромагнетика, который фиксирует намагниченность магнитотвердого слоя. В антиферромагнетиках спиновые магнитные моменты электронов самопроизвольно ориентированы антипараллельно друг другу, что приводит к очень малой магнитной восприимчивости.

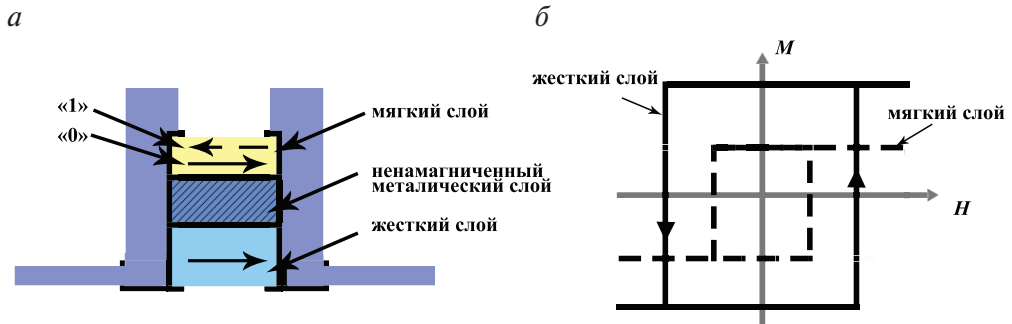


Рис. 5.2. Структура (а) и кривые намагниченности (б) псевдоспинового вентиля

Снижение энергопотребления ячейки возможно за счет уменьшения тока считывания при его поперечном прохождении через структуру магнитного туннельного перехода (МТJ, рис. 5.3, а). Вероятность туннелирования через барьер зависит от взаимной намагниченности прилегающих слоев, то есть от записанной в ячейку информации (рис. 5.3, б). При совпадении направлений намагничивания слоя хранения и опорного слоя получается низкоомное состояние «0», а при обратной направленности — «1». Намагниченность опорного слоя фиксируется искусственно созданным и естественным антиферромагнетиками.

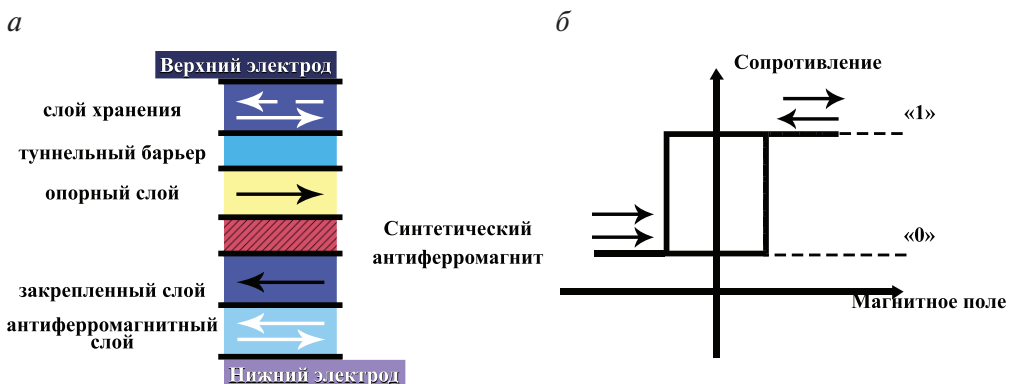


Рис. 5.3. Структура (а) и принцип действия (б) магнитного туннельного перехода (МТJ)

Для записи информации в спиновых вентилях используется внешнее магнитное поле. Каждая ячейка находится на пересечении двух токовых линий (см. рис. 5.1, *a*). Номинальный ток в одной из линий не приводит к ее переключению. Однако сумма магнитных полей токов, протекающих в обеих линиях сразу, превышает порог переключения, так что происходит запись бита. Для создания достаточного магнитного поля требуются большие токи, а значит тепловыделение системы также велико.

Для снижения энергопотребления предложен метод переключения спин-поляризованным током. Проходя через магнитомягкий слой, ток с выделенной ориентацией спина электрона может привести к изменению направления намагниченности. Ячейки, построенные на данном принципе, получили название STT — *spin transfer torque*. В 2019 году компанией Samsung выпущены первые чипы встроенной магнитной памяти embedded Magnetic Random Access Memory (eMRAM) на основе технологии MTJ, в сотни раз превышающей по производительности флэш-накопители, но пока имеющей ограниченную емкость.

## 5.2. Сегнетоэлектрическая память

Широко известен класс материалов-сегнетоэлектриков, обладающий спонтанной электрической поляризацией и петлей ферроэлектрического гистерезиса (рис. 5.4). Направление поляризации может переключаться под действием внешнего электрического поля.

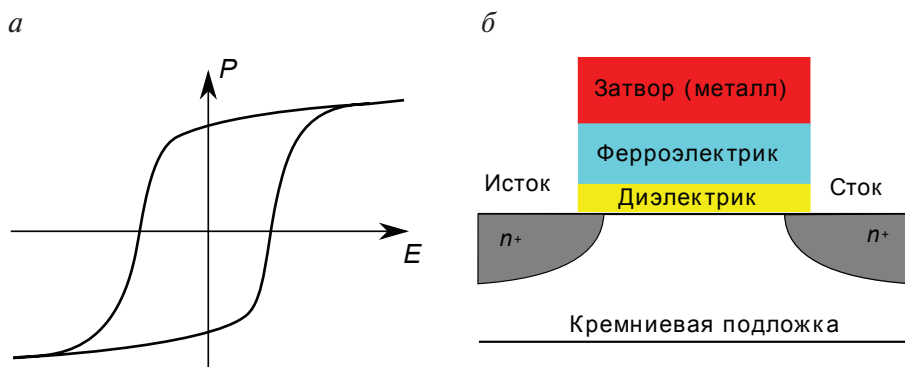


Рис. 5.4. Петля сегнетоэлектрического гистерезиса (*a*) и транзисторная ячейка памяти на ее основе (*б*)

Сегнетоэлектрическую ячейку можно представить в виде конденсатора, в котором вместо заряда изменяется поляризация изолятора. Альтернативным вариантом этому является расположение ферроэлектрического слоя под затвором полевого транзистора (рис. 5.4, б). Собственное электрическое поле поляризованного слоя сильно влияет на пороговое напряжение включения транзистора, по которому и считывается состояние ячейки. Запись осуществляется путем подачи высокого напряжения на затвор. Выдвигались также идеи создания гибридных ячеек памяти с магнитными и сегнетоэлектрическими слоями.

Достоинством памяти является низкое энергопотребление, высокое быстродействие и большое число циклов перезаписи. Сегнетоэлектрикам, однако, присущи и недостатки, такие как потеря поляризации при большом количестве циклов записи — считывания либо при длительном хранении информации. Со временем также может наблюдаться сдвиг петли гистерезиса, что может приводить к ошибкам считывания.

### 5.3. Память с изменением фазового состояния

---

Фазовые переходы халькогенидных материалов также могут использоваться для хранения данных. В процессе нагрева с превышением температуры стеклования  $T_g$  такие вещества переходят из стеклообразного состояния с высокой вязкостью в состояние с низкой вязкостью. Затем, при температуре кристаллизации  $T_c$ , халькогенид становится кристаллическим, а его электрическое сопротивление резко снижается. При достижении температуры плавления он превращается в жидкость, которая при быстром охлаждении может вновь перейти в аморфное состояние.

Структура ячейки памяти на основе фазовых переходов представлена на рис. 5.5. Нагрев халькогенидного слоя осуществляется путем пропускания большого тока, что накладывает отпечаток на энергопотребление. Тем не менее указанный тип памяти в сочетании с плотной упаковкой рис. 5.1, а используется с 2015 года в модулях Intel Optane, призванных закрыть разрыв быстродействия между ОЗУ и SSD.

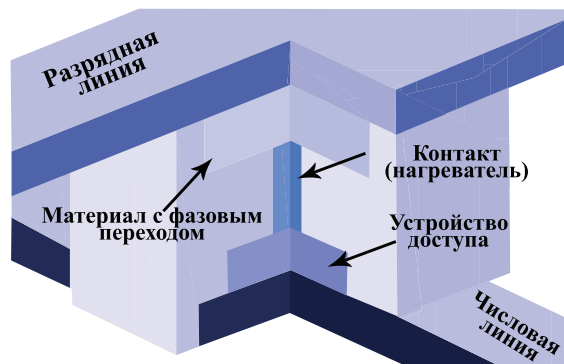


Рис. 5.5. Структура ячейки памяти с изменением фазового состояния

#### 5.4. Резистивная память. Мемристоры

Еще одним из перспективных видов запоминающих устройств являются элементы, меняющие свое сопротивление в зависимости от приложенного напряжения или протекающего тока. Классическим аналогом таких элементов можно считать тиристоры, имеющие высокоомное и низкоомное состояние, их используют для переключения больших токов. Тиристоры, впрочем, не хранят свое состояние при выключении питания.

Энергонезависимые резистивные элементы делятся на униполярные и биполярные в зависимости от знака подаваемых напряжений и токов. Униполярные устройства (рис. 5.6, а) включаются и выключаются при помощи напряжения любой полярности. Биполярные элементы (рис. 5.6, б) включаются и выключаются при помощи сигналов противоположной полярности.

В качестве резистивных элементов выступают твердотельные системы, а механизм переключения не всегда известен даже их разработчикам. В общих чертах, при переключении, в диэлектрическом слое между двумя металлическими электродами образуется или исчезает проводящий канал — филамент с низким сопротивлением. Его формирование может объясняться, например, протеканием окислительно-восстановительных реакций с выделением металла, образующего стержень, шунтирующий слой изолятора. При обратной полярности напряжений протекают процессы растворения филамента.



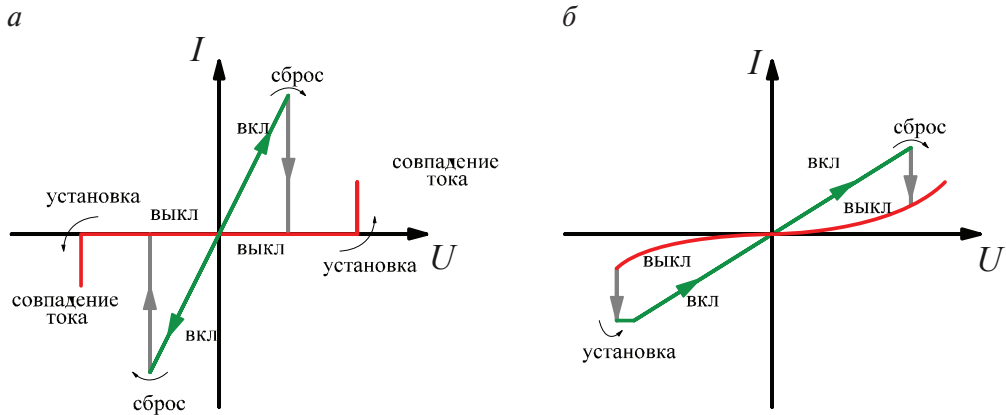


Рис. 5.6. Вольт-амперные характеристики уни- (а) и биполярных (б) резистивных элементов памяти

Возможно и термоиндуцированное разрушение проводящего канала при нагреве большим током. Альтернативным механизмом проводимости может стать движение заряженных ионов или дефектов в матрице диэлектрика. На основе разнообразных составов получены резистивные ячейки, обладающие широким спектром характеристик, в первую очередь временем переключения и количеством циклов перезаписи (рис. 5.7). Наиболее высокими быстродействием (1 нс) и надежностью (10 млн циклов записи) обладает ионная память на базе теллурида меди и оксида гадолиния. Однако проблемы масштабирования пока не позволяют компаниям выйти на рынок с резистивной памятью.

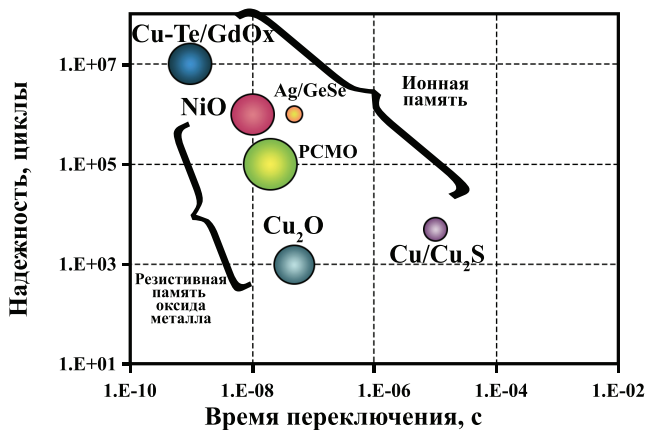


Рис. 5.7. Характеристики быстродействия и надежности резистивных элементов памяти

Особым видом резистивных ячеек памяти являются мемристоры — элементы, способные изменять свое сопротивление в зависимости от протекавшего через него заряда (интеграла тока за время работы). Понятие мемристора и соответствующая теория были предложены в 1971 году Леоном Чуа. Основной характеристикой для таких элементов является мемристивность  $M$ , которая связывает магнитный поток  $\Phi_m$  с количеством прошедшего через мемристор заряда  $q$ :

$$M(q(t)) = \frac{d\Phi_m / dt}{dq / dt}.$$

Мемристор рассматривают как четвертый основной пассивный элемент электротехники наряду с резистором, конденсатором и индуктором. Действующий прототип мемристора был создан в 2008 году компанией HP на основе тонкой двухслойной пленки диоксида титана толщиной 5 нм. Кислородные вакансии мигрируют в  $\text{TiO}_2$  под действием электрического поля, изменяя электросопротивление материала. С практической точки зрения элемент-мемристор (рис. 5.8, а) имеет два устойчивых состояния с низким и высоким сопротивлением, которые переключаются биполярно при прохождении определенного заряда (рис. 5.8, б).

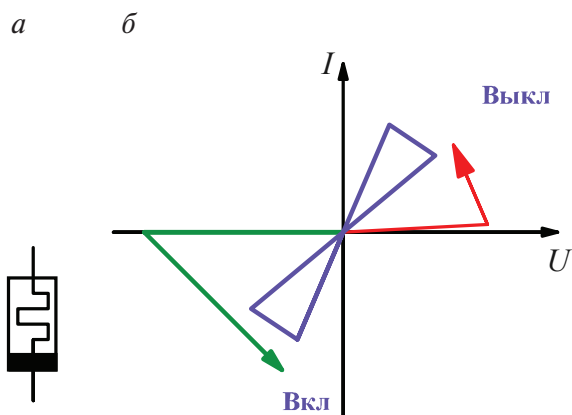


Рис. 5.8. Условное графическое обозначение (а) и вольт-амперные характеристики мемристора (б)

Большие надежды связаны не только с высоким быстродействием элементов, но и с возможностью их использования как вычислительных блоков аналогично нейронам мозга.

---

## 6. Квантовые компьютеры

---

Рассмотренные элементы служили совершенствованию — миниатюризации и повышению быстродействия — классических цифровых вычислительных систем. Такие системы по принципу действия не отличаются от так называемой машины Тьюринга и представляют собой ее быстродействующую версию. Английский математик Алан Тьюринг (рис. 6.1) в 1936 году предложил универсальную модель вычислительного автомата, выполняющего операции на основе своего текущего состояния и команды, считываемой с программной ленты. Такая машина Тьюринга может считывать ячейку ленты, записывать на нее новые значения, а также двигаться по ленте на шаг влево или вправо. Согласно известному тезису Черча — Тьюринга, ни одна классическая цифровая вычислительная машина не может производить вычисления принципиально быстрее, чем машина Тьюринга.

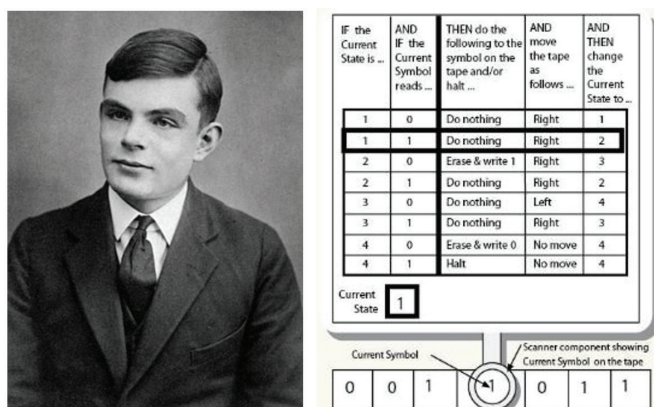


Рис. 6.1. Принцип действия машины Тьюринга (Алан Тьюринг на фотографии)<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> На рис. 6.1 использованы фотографии с сайтов <https://wikipedia.org>, <https://debategraph.org>.

Быстродействие вычислительных машин в теории алгоритмов принято сравнивать не по времени расчета, а по функциональной зависимости количества требуемых операций от объема входных данных  $n$ . Для самых простых алгоритмов число операций пропорционально  $n$  (записывают  $o(n)$ ), более сложные имеют полиномиальную зависимость  $o(n^k)$ . Алгоритмы такого типа можно выполнить за счет пропорционального увеличения производительности машины, например, путем распараллеливания процесса. Существенной проблемой являются задачи, имеющие степенную сложность, например  $o(2^n)$ . Зачастую решение таких задач на классических компьютерах за разумное время не представляется возможным.

Принципиально новой отраслью электроники является реализация так называемых квантовых компьютеров. Идея квантовых вычислений была предложена советским математиком Юрием Маниным в 1980 году. В качестве компьютера предлагается использовать квантовую физическую систему, которая подчиняется законам физики. Для осуществления вычислений необходимо задать ее начальное квантовое состояние, а затем при помощи физических воздействий заставить его измениться. После серии операций считывается результат вычислений — конечное состояние.

### 6.1. Квантовые биты и регистры

---

В качестве элементарной ячейки памяти квантовых компьютеров выступает так называемый квантовый бит — кубит. Биты в современных вычислительных машинах могут принимать два устойчивых состояния: логический ноль или единицу. Можно представить себе обобщение бинарной ячейки — вероятностный бит, значение которого с вероятностью  $p$  равно нулю, а с вероятностью  $p-1$  — единице. Такой бит хранит одно действительное положительное число, то есть гораздо больше, чем бинарная система.

Еще больше информации хранит кубит — квантовая система с двумя устойчивыми квантовыми состояниями. В отличие от двоичного бита, кубит может находиться в суперпозиции двух состояний  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$ :

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle.$$

Коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  являются комплексными числами, а квадраты их модулей равны вероятностям обнаружения кубита в базисных состояниях  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  соответственно. Для вероятностей должно выполняться условие нормировки

$$|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1.$$

Удобно изображать состояние кубита на сфере единичного радиуса — сфере Блоха (рис. 6.2). В таком случае состояние системы можно выразить через углы  $\theta$  и  $\varphi$ :

$$|\psi\rangle = e^{i\gamma} \left( \cos \frac{\theta}{2} |0\rangle + e^{i\varphi} \sin \frac{\theta}{2} |1\rangle \right).$$

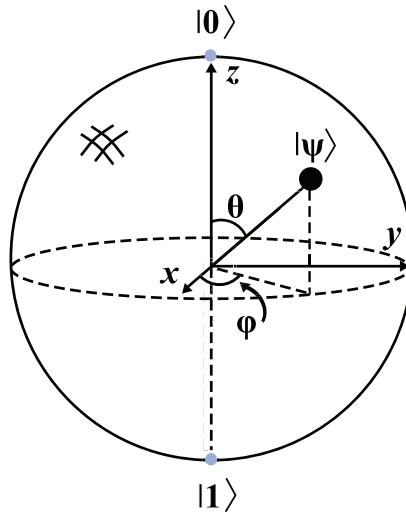


Рис. 6.2. Сфера Блоха (состояние кубита задается двумя углами сферической системы координат —  $\theta$  и  $\varphi$ )

Начальный множитель в виде мнимой экспоненты невозможно измерить экспериментально, так что остается оперировать двумя углами сферической системы координат. Таким образом, полезная информация о состоянии кубита может быть выражена в виде двух положительных действительных чисел, а все операции над кубитом сводятся к повороту вектора на сфере Блоха. Информационная емкость кубита потенциально бесконечна, а на практике ограничена точностью измерительных систем и количеством результатов измерений. Впрочем,

практические задачи требуют одновременных операций над сотнями и тысячами кубитов. Совокупность из нескольких взаимосвязанных кубитов называется квантовым регистром по аналогии с ячейками памяти — регистрами битов в электронных микросхемах.

Простейший квантовый регистр состоит из двух кубитов и может находиться в суперпозиции четырех базисных состояний

$$|\psi\rangle = \alpha_{00}|00\rangle + \alpha_{01}|01\rangle + \alpha_{10}|10\rangle + \alpha_{11}|11\rangle.$$

При этом сохраняется условие нормировки, то есть суммарная вероятность нахождения системы в одном из состояний равна единице

$$\sum_{x \in \{0,1\}^2} |\alpha_x|^2 = 1.$$

Если становится известно, что, например, первый кубит находится в состоянии  $|0\rangle$ , происходит перенормировка коэффициентов волновой функции, так что сумма вероятностей двух оставшихся базисных состояний равна 1

$$|\psi'\rangle = \frac{\alpha_{00}|00\rangle + \alpha_{01}|01\rangle}{\sqrt{|\alpha_{00}|^2 + |\alpha_{01}|^2}}.$$

Таким образом, регистр из  $n$  кубитов имеет  $2^n$  базисных состояний, а любая операция над регистром воздействует на такое же количество действительных чисел. Операция над 10 кубитами одновременно изменяет 1024 коэффициента  $\alpha$ , тогда как аналогичное действие над двоичным 10-битным регистром изменяет лишь одно целое число. Параллельные вычисления над множествами коэффициентов составляют основу превосходства квантовых компьютеров над классическими в определенном круге задач.

## 6.2. Квантовые операции

В общем виде алгоритм квантовых вычислений состоит из приведения всех кубитов регистра в состояние  $|0\rangle$ , ввода исходных данных, серии преобразований над регистром и измерения финального состояния кубитов. Вся процедура неизбежно проходит под управлением классического компьютера.

Любая операция над кубитами и их совокупностями может быть представлена в виде унитарной матрицы, результат умножения которой на эрмитово сопряженную равен единичной матрице,

$$U^+U = UU^+ = I.$$

Простейшей однокубитной операцией, или квантовым логическим элементом, является операция инверсии  $X$ , меняющая местами коэффициенты волновой функции,

$$\alpha|0\rangle + \beta|1\rangle \rightarrow \alpha|1\rangle + \beta|0\rangle.$$

Ее математическим эквивалентом является квадратная матрица  $2 \times 2$ , которая при умножении на вектор коэффициентов меняет их местами,

$$X = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}; X \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \beta \\ \alpha \end{bmatrix}.$$

Произвольно сложные операции над регистрами можно представить в виде совокупности одно- и двухкубитных операций, которые хорошо изучены и поддаются практической реализации. Примеры таких элементов представлены на рис. 6.3.

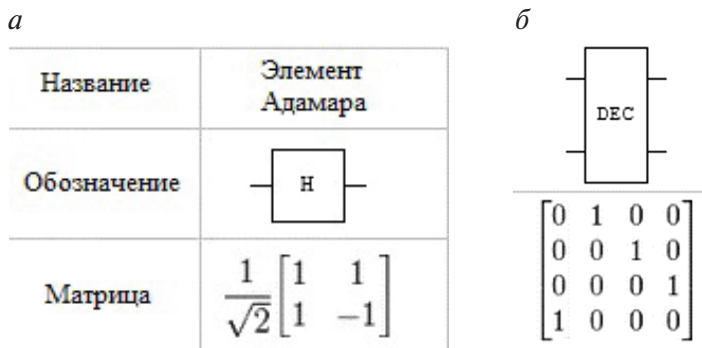


Рис. 6.3. Примеры однокубитной (элемент Адамара — *a*) и двухкубитной (декремент — *б*) операций

Графически квантовые вычисления изображают в виде серии обозначений отдельных операций, нанизанных на горизонтальные линии-провода, по которым слева направо передаются состояния кубитов. На рис. 6.4 представлена цепь из 3 операций «controlled not», эквивалентных одному обмену состояниями кубитов. Предложено множество текстовых и графических языков программирования для

квантовых компьютеров, а написанные программы можно проверить на разнообразных эмуляторах или даже на аппаратном вычислителе.

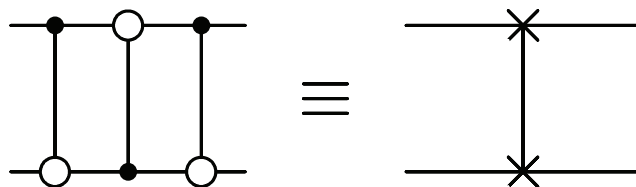


Рис. 6.4. Цепь из 3 квантовых операций CNOT (слева), полностью эквивалентных одной операции SWAP (справа)

### 6.3. Практическая реализация квантовых компьютеров

В последние 20 лет было приложено много усилий для создания прототипов квантовых компьютеров. Первые попытки были предприняты в рамках хорошо развитой кремниевой технологии, в которой в качестве кубитов предлагалось использовать атомы фосфора  $^{31}\text{P}$ , внедренные в кремниевую подложку. Ядерные спины таких атомов-кубитов могут взаимодействовать между собой, образуя единый квантовый регистр. Управление и считывание результатов должно осуществляться металлическими затворами, расположенными над атомами. Подобная система может работать только при температуре порядка 0.1 К в магнитном поле с индукцией 2 Тл. Измерение электронных и ядерных спинов кубитов требует использования одноэлектронных транзисторов, кроме того, прецизионное внедрение решетки атомов фосфора и последующее их совмещение с решеткой электродов представляется в настоящее время затруднительным.

Для упрощения процедуры записи и чтения спиновых состояний предлагалось использование магниторезонансного силового микроскопа, дефектов типа  $\text{P}_{\text{b0}}$  в качестве промежуточных электронно-спиновых состояний или так называемые ансамблевые методы — замена отдельных атомов их массивом с последующим усреднением результатов. До настоящего времени ни один из перечисленных методов не обеспечил создание достаточно больших квантовых регистров.

Альтернативной твердотельной технологией может стать использование в качестве кубитов квантовых точек (КТ) или их пар. Базис-



ным состоянием в таком случае может стать локализация (наличие) свободного электрона в отдельной квантовой точке или ее части под действием внешнего электрического поля либо спиновые электронные состояния в КТ. Подобный способ, однако, требует прецизионного совмещения системы полупроводниковых наночастиц с сеткой металлических электродов, труднодостижимого при массовом производстве.

Распространенной идеей для создания квантовых компьютеров является применение групп ионов в твердотельной ловушке (рис. 6.5). Сочетание постоянного и переменного (радиочастотного) электрического потенциала удерживает заряженные ионы в вакууме между четырьмя цилиндрическими электродами.

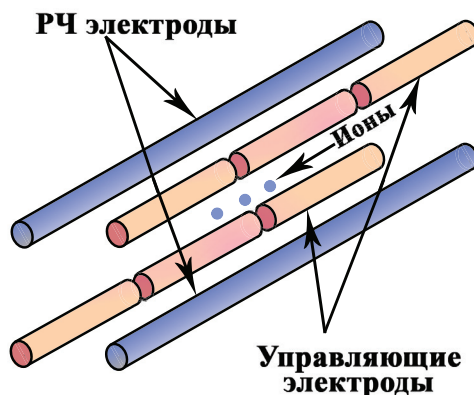


Рис. 6.5. Твердотельная ионная ловушка из четырех электродов

Воздействие на такие ионы-кубиты для заполнения или опустошения базисных электронных состояний может быть осуществлено с помощью лазерных импульсов, а взаимодействие между ними происходит за счет коллективных колебательных мод. В такой методологии возникают проблемы связности кубитов и точной фокусировки лазерных лучей, особенно при масштабировании регистра до десятков и сотен атомов.

Более реалистичным подходом представляется использование сверхпроводников для создания так называемых флюксоидных кубитов, для которых базисными состояниями становятся два противоположных направления магнитного потока через площадь контура. В состав цепи кубита входит несколько переходов Джозефсона — тонкий слой диэлектрика, разделяющий два сверхпроводника (рис. 6.6, а). Со-

гласно преобладающей теории сверхпроводимости БКШ, носителями заряда в сверхпроводнике являются квазичастицы, состоящие из двух электронов — пары Купера. При туннелировании куперовских пар через изолирующий слой, в переходе Джозефсона появляется разность фаз их волновой функции слева и справа от диэлектрика. В эксперименте, при протекании малых токов через такой барьер, на нем отсутствует падение напряжения (стационарный эффект Джозефсона).

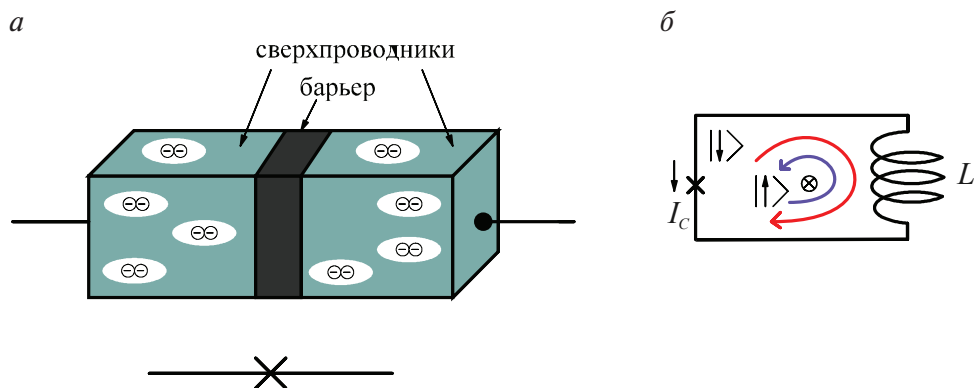


Рис. 6.6. Структура, условное обозначение перехода Джозефсона (а) и упрощенная схема флюксоидного кубита (б)

Сверхпроводящий контур с переходом Джозефсона (рис. 6.6, б) имеет два квантовых состояния, соответствующих протеканию тока по часовой стрелке и против нее. Считывание и запись состояний в таком кубите осуществляется через индуктивную связь с внешними схемами. Несомненными достоинствами способа являются микронные размеры элементов и возможность использования известных микроэлектронных технологий для их создания. Несмотря на необходимость сверхнизких (15 мК) температур, магнитного и электрического экранирования сверхпроводниковых контуров, такой метод использован для создания квантовых вычислителей канадской компании D-Wave с количеством кубитов до 2000.

Справедливая критика приборов D-Wave указывает, что отсутствует связь каждого кубита со всеми остальными, то есть подобные устройства не являются полноценными универсальными квантовыми компьютерами. Они способны успешно решать лишь класс задач, математически похожих на квантовый отжиг решетки из частиц со спином в модели Аизинга. Естественно, что создание полноценных кванто-

вых вычислителей идет более скромными темпами, а наиболее совершенный коммерческий продукт — IBM Q — построен на базе 20 сверхпроводящих кубитов.

## 6.4. Перспективные квантовые алгоритмы

Несмотря на трудности с созданием полномасштабных квантовых компьютеров, широко исследуются перспективные задачи, которые могут эффективно на них решаться (с актуальным списком квантовых алгоритмов можно ознакомиться на сайте «Зоопарк квантовых алгоритмов» (<https://quantumalgorithmzoo.org>)). Когда же квантовые вычисления эффективны?

- Единственный практический путь решения состоит в угадывании результата и затем проверке догадки;
- имеется  $N$  возможных ответов, а проверка каждого возможного ответа требует одинаковых вычислительных затрат;
- нет предпочтения одного возможного ответа перед другим: случайный выбор возможных ответов так же хорош, как и любая другая стратегия выбора.

Примером такой задачи является подбор ключа для зашифрованного файла. В среднем для этого потребуется  $(N+1)/2$  попыток на классическом компьютере. Время счета на квантовом компьютере пропорционально квадратному корню из  $N$ , что может быть очень большим ускорением при больших значениях  $N$ . Успешное решение подобных задач выдвигает ряд требований к его реализации:

- выделение и фиксирование в пространстве достаточно большого числа ( $L \sim 10^2 \dots 10^3$ ) 2-х уровневых частиц-кубитов, на которые можно было бы избирательно воздействовать для организации их квантовой эволюции в соответствии с выполняемым алгоритмом;
- возможность приготовления  $L$  кубитов входного регистра в исходном базисном состоянии  $|01, 02, 03, \dots, 0L\rangle$  (инициализация);
- помехоустойчивость вычислительных процессов и подавление эффектов декогерентности квантовых состояний, обусловленных взаимодействием кубитов с окружающей средой. Время декогерентности должно в  $10^4$  и более раз превосходить время вы-

полнения основных квантовых операций (время такта). Ошибка при выполнении отдельной операции должна быть менее  $10^{-4}$ ;

- так как любая унитарная квантовая операция может сводиться к совокупности однокубитных и двухкубитных операций, то при выборе физической системы необходимо наличие определенных нелинейных взаимодействий между управляемыми кубитами, обеспечивающих выполнение двухкубитных операций;
- выполнение измерения состояния квантовой системы на выходе с высокой точностью.

Выполнение указанных требований может открыть новый этап в развитии микро- и нанoeлектроники — эру квантовых вычислений. Предполагается, что при этом многократно ускорится решение многих задач в науке и технике, например, моделирование физических процессов и прогнозирование свойств новых материалов.

---

## 7. Экспериментальные аспекты наноэлектроники

---

Устройства наноэлектроники за счет своих размеров труднодоступны для непосредственного наблюдения и исследования в рамках университетских учебных курсов. В нашем пособии предпринята попытка максимально близко подойти к процессам и принципам работы наноэлементов без использования громоздкого и дорогостоящего оборудования. Особое значение в таком случае приобретают методы математического моделирования, а также изучение классических электронных компонентов, схожих по принципу действия с наноустройствами. В настоящей главе приведено краткое описание практических занятий, дополняющих теоретические сведения из гл. 1–6.

### 7.1. Исследование туннельного эффекта на туннельном диоде

---

Наиболее доступным элементом, имеющим наноразмерную структуру, является туннельный диод, где  $p$ - $n$  переход намеренно сделан очень узким. В дальнейших параграфах рассматриваются основные эффекты, принцип работы туннельных диодов и устройства на их основе.

#### 7.1.1. Физические основы туннельного эффекта

Рассмотрим поведение частицы при прохождении через потенциальный барьер. Пусть частица, движущаяся слева направо, встречает на своем пути потенциальный барьер высотой  $U_0$  и шириной  $l$  (рис. 7.1). По классическим представлениям движение частицы будет таким:

- если энергия частицы будет больше высоты барьера ( $E > U_0$ ), то частица беспрепятственно проходит над барьером;

- если же энергия частицы будет меньше высоты барьера ( $E < U_0$ ), то частица отражается и летит в обратную сторону;
- сквозь барьер частица проникнуть не может.

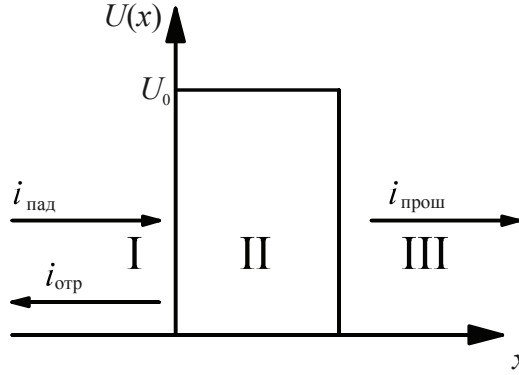


Рис. 7.1. Прохождение частицы через потенциальный барьер

Совершенно иное поведение частицы по законам квантовой механики. Во-первых, даже при  $E > U_0$  имеется отличная от нуля вероятность того, что частица отразится от потенциального барьера и полетит обратно. Во-вторых, при  $E < U_0$  имеется вероятность того, что частица проникнет сквозь барьер и окажется в области III. Такое поведение частицы описывается с помощью уравнения Шредингера

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - U) \psi = 0,$$

где  $\psi$  — волновая функция микрочастицы. Уравнение Шредингера для области I и III будет одинаковым. Поэтому ограничимся рассмотрением областей I и II. Итак, уравнение Шредингера для области I примет вид

$$\nabla^2 \psi_1 + \frac{2m}{\hbar^2} E \psi_1 = 0.$$

Введя обозначение

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2mE},$$

окончательно получим

$$\nabla^2 \psi_1 + k_1^2 \psi_1 = 0.$$

Аналогично для области II:

$$\nabla^2 \psi_2 + k_2^2 \psi_2 = 0,$$

где  $k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U)}$ .

Таким образом, мы получили характеристические уравнения, общие решения которых имеют вид:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x} \quad \text{при } x < 0;$$

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2 x} + B_2 e^{-ik_2 x} \quad \text{при } x > 0.$$

Слагаемое  $A_1 e^{(ik_1 x)}$  соответствует волне, распространяющейся в области I в направлении оси  $x$ ,  $A_1$  — амплитуда этой волны. Слагаемое  $B_1 e^{(-ik_1 x)}$  соответствует волне, распространяющейся в области I в направлении противоположном  $x$ . Это волна, отраженная от барьера,  $B_1$  — амплитуда этой волны.

По определению коэффициентом отражения называется отношение потока отраженных частиц  $j_{\text{отраж}} = N \frac{k\hbar}{m} |\psi_{\text{отраж}}|^2$  к потоку падающих частиц  $j_{\text{пад}} = N \frac{k\hbar}{m} |\psi_{\text{пад}}|^2$  (где  $N$  — число падающих на ступеньку частиц).

Поэтому коэффициент отражения в случае, представленном на рис. 7.1, будет

$$R = \frac{j_{\text{отраж}}}{j_{\text{пад}}} = \frac{|\psi_{\text{отраж}}|^2}{|\psi_{\text{пад}}|^2} = \frac{|B_1|^2}{|A_1|^2}.$$

Слагаемое  $A_2 e^{ik_2 x}$  соответствует волне, распространяющейся в области II в направлении  $x$ . Слагаемое  $B_2 e^{-ik_2 x}$  должно соответствовать отраженной волне, распространяющейся в области II. Поскольку такой волны нет,  $B_2$  следует положить равным нулю.

Отношение  $D = \frac{j_{\text{прош}}}{j_{\text{пад}}}$  представляет собой коэффициент прозрачности (коэффициент прохождения) барьера.

Для прямоугольного потенциального барьера, изображенного на рис. 7.1, имеем

$$D = \frac{j_{\text{прош}}}{j_{\text{пад}}} = \frac{|\psi_{\text{прош}}|^2}{|\psi_{\text{пад}}|^2} = \frac{|A_2|^2}{|A_1|^2}.$$

Для барьера, высота которого  $U > E$ , волновой вектор  $k_2$  является мнимым. Положим его равным  $ik$ , где  $k$  является действительным числом,  $k = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m(E - U)}$ . В таком случае волновые функции  $\psi_1$  и  $\psi_2$  приобретут следующий вид:

$$\begin{aligned}\psi_1 &= A_1 e^{ik_1 x} + B_1 e^{-ik_1 x}; \\ \psi_2 &= A_2 e^{-kx}.\end{aligned}\tag{7.1}$$

$A_2 \neq 0$ , а это значит, что имеется вероятность проникновения микрочастицы на некоторую глубину во вторую область. Эта вероятность пропорциональна квадрату модуля волновой функции  $\psi_2$ :

$$\omega \sim |\psi_2|^2 \sim A^2 e^{-\frac{2x}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}}.$$

Наличие данной вероятности делает возможным прохождение микрочастиц сквозь потенциальный барьер конечной толщины  $a$  (рис. 7.1). Такое просачивание получило название туннельного эффекта. По формуле (7.1) коэффициент прозрачности такого барьера будет

$$D = D_0 e^{-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)}},\tag{7.2}$$

где  $D_0$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от формы барьера. Особенностью туннельного эффекта является то, что, при туннельном просачивании сквозь потенциальный барьер, энергия микрочастиц не меняется: они покидают барьер с той же энергией, с какой в него входят.

Если потенциальный барьер имеет произвольную форму (рис. 7.2), то разобьем его на  $n$  очень узких прямоугольных потенциальных барьеров шириной  $\Delta x$  и высотой  $U(x)$  каждый. Поток частиц, прошедших через узкий потенциальный барьер, будет потоком частиц, падающих на следующий узкий потенциальный барьер. Поэтому коэффициент прохождения через все барьеры будет произведением коэффициентов прохождения через каждый из барьеров (вероятности перемножаются), показатели экспонент в сомножителях (7.2) складываются и при  $\Delta x \rightarrow dx$  дают интеграл:

$$D = \frac{j_{\text{прош}}}{j_{\text{пад}}} = D_n \cdot \dots \cdot D_2 \cdot D_1 = \text{const} \exp \left( -\frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{2m(U(x) - E)} dx \right).$$



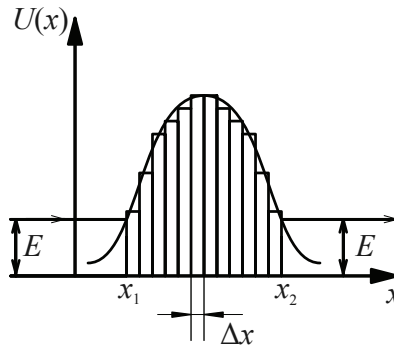


Рис. 7.2. Прохождение частицы через потенциальный барьер произвольной формы

Туннельный эффект играет большую роль в электронных приборах. Он обуславливает протекание таких явлений, как эмиссия электронов под действием сильного поля, прохождение тока через диэлектрические пленки, пробой  $p$ - $n$  перехода; на его основе созданы туннельные диоды, работа которых исследуется в данном опыте, разрабатываются активные пленочные элементы.

### 7.1.2. Основы зонной теории твердых тел. Распределение Ферми — Дирака

В процессе образования твердого тела, электронные энергетические уровни отдельных атомов, из-за взаимодействия электронов, смещаются и образуют энергетические полосы (разрешенные зоны), чередующиеся с уровнями энергий, значений которых электроны принимать не могут (запрещенные зоны). Энергетическая ширина как разрешенной, так и запрещенной зон имеет порядок  $10^{-19}$  Дж. Энергетический зазор между отдельными уровнями разрешенных зон составляет  $10^{-41}$  Дж, поэтому обычно считают, что энергетический спектр электронов внутри разрешенной зоны практически непрерывен. Наиболее сильно расщепляются энергетические уровни валентных электронов, образуя так называемые валентную зону (ВЗ) и зону проводимости (ЗП).

Вероятность того, что состояние с энергией  $E$  при температуре  $T$  занято электроном, определяется по функции Ферми — Дирака

$$\omega(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\left(\frac{E - E_F}{kT}\right)}}. \quad (7.3)$$

Величину  $E_F$  называют энергией Ферми (уровнем Ферми). Легко видеть, что при  $T = 0$  К, функция  $\omega(E, 0) = 1$ , если  $E < E_F$ ; и равна нулю, если  $E > E_F$  (рис. 7.2). При любой другой температуре энергия Ферми совпадает с энергией того уровня, вероятность заполнения которого равна 0,5. Если бы энергетические уровни в зоне были распределены равномерно, то число электронов, имеющих энергию  $E_i$  в небольшом интервале  $dE$ , определялось бы из функции распределения (7.3). Однако вблизи дна зоны проводимости энергетические уровни расположены реже, чем в верхней ее части. Распределение энергетических уровней характеризуют функцией  $D(E)$  — функцией плотности энергетических состояний.

С хорошим приближением можно считать, что  $D(E)$  имеет вид:

$$D(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c), \quad (7.4)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона;  $E_c$  — энергия, соответствующая дну зоны проводимости.

Плотность заполнения электронами энергетической зоны описывается, таким образом, следующей формулой:

$$n(E, T) = D(E)\omega(E, T).$$

Как видно из выражения (7.3) и рис. 7.3, вероятность нахождения частицы на уровне с энергией  $E_F$  всегда равна 1/2 при всех температурах. В то же время, по мере роста температуры, вероятность появления частиц выше уровня Ферми возрастает. При температурах отличных от нуля, если  $(E - E_F) > kT$ , то функция Ферми — Дирака хорошо представляется экспоненциальной зависимостью (область в квадрате на рис. 7.3).

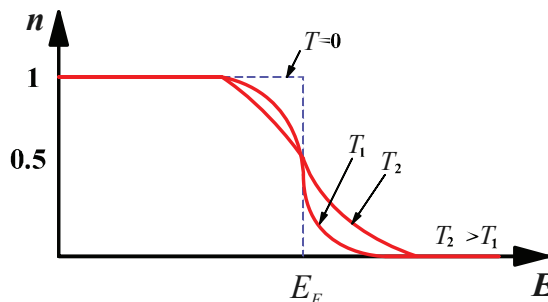


Рис. 7.3. Функция Ферми — Дирака

Соответствующее распределение называется распределением Больцмана

$$f(E, T) = e^{-\frac{E-E_F}{kT}} \approx \omega(E).$$

Используя сделанные допущения, возможно рассчитать количество электронов, находящихся в заданном энергетическом интервале  $\Delta E = E_2 - E_1$ ,

$$n = \int_{E_1}^{E_2} D(E) \omega(E) dE, \quad (7.5)$$

где  $D(E)$  — распределение плотности энергетических состояний по энергиям;  $\omega(E)$  — вероятность нахождения электрона на уровне с энергией  $E$ .

В качестве примера на рис. 7.4 показано, как используя функцию распределения  $\omega(E)$  и функцию плотности состояния ( $D(E) \sim E^{1/2}$ ), определить распределение электронов по энергиям в металле или вырожденном полупроводнике.

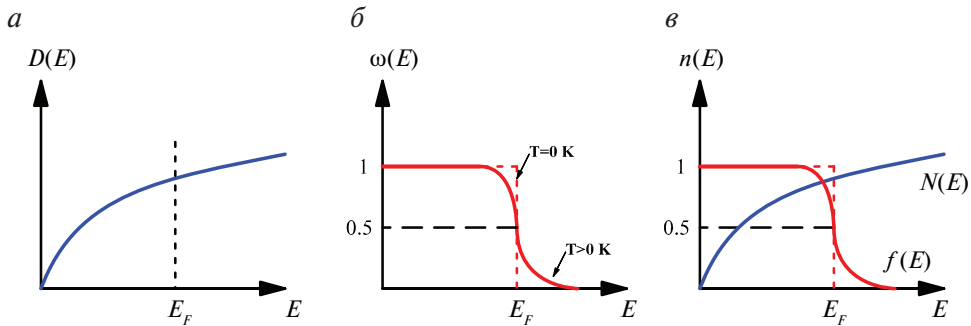


Рис. 7.4. Схема расчета распределения электронов по энергиям в металле (или вырожденном полупроводнике) при использовании зависимостей  $D(E)$  (а),  $\omega(E)$  (б),  $n(E) = D(E) \omega(E)$  (в)

На рис. 7.4 (нижний график) показано распределение электронов, характерное для металлов или вырожденных полупроводников, т. е. полупроводников, имеющих настолько высокую концентрацию примесей, что в них уровень Ферми попадает в разрешенную зону и их проводимость становится близкой к металлической. Из распределения рис. 7.3 можно сделать один важный вывод: в проводимости металлов могут участвовать не все электроны, а только те, энергии которых лежат вблизи уровня Ферми (в объемном случае вблизи поверхности Ферми).

Действительно, в электрическом поле электрон приобретает энергию, следовательно, он должен перемещаться на уровень, расположенный выше его начального состояния, а сделать это возможно только в том случае, если лежащий над ним уровень не занят (запрет Паули). Такая ситуация имеет место только для электронов, расположенных в энергетической области, непосредственно примыкающей к уровню Ферми.

### 7.1.3. Особенности работы, ВАХ туннельного диода

Предложенный в 1958 году японским ученым Л. Есаки туннельный диод изготавливается из германия или арсенида галлия с высокой концентрацией примесей ( $10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ), то есть с очень малым удельным сопротивлением, в сотни или тысячи раз меньшим, чем в обычных диодах. Такие полупроводники с малым сопротивлением относят к классу вырожденных. Электронно-дырочный переход в вырожденном полупроводнике, как было сказано ранее, получается в десятки раз тоньше ( $10^{-6} \text{ см}$ ), чем в обычных диодах, а потенциальный барьер — примерно в два раза выше. В обычных полупроводниковых диодах высота потенциального барьера равна примерно половине ширины запрещенной зоны, а в туннельных диодах она несколько больше этой ширины. Из-за малой толщины перехода, напряженность поля в нем, даже при отсутствии внешнего напряжения, достигает  $10^6 \text{ В/см}$ .

Рассмотрим процессы, происходящие в туннельном диоде, и поясним его вольт-амперную характеристику (ВАХ).

Процессы в туннельном диоде удобно рассматривать на энергетических диаграммах, показывающих уровни энергии валентной зоны и зоны проводимости в *n*- и *p*-областях. Вследствие возникновения контактной разности потенциалов в *n-p* переходе, границы всех зон в одной из областей сдвинуты относительно соответствующих зон другой области на высоту потенциального барьера, выраженную в электрон-вольтах.

На рис. 7.5—7.8 в виде энергетических диаграмм изображено возникновение туннельных токов в электронно-дырочном переходе туннельного диода. Для того чтобы не усложнять рассмотрение туннельного эффекта, диффузионный ток и ток проводимости на этих рисунках не показаны.

Диаграмма на рис. 7.5 соответствует отсутствию внешнего напряжения. Высота потенциального барьера взята для примера 0.8 эВ, а ширина запрещенной зоны составляет 0.6 эВ (типичные значения для туннельных диодов).

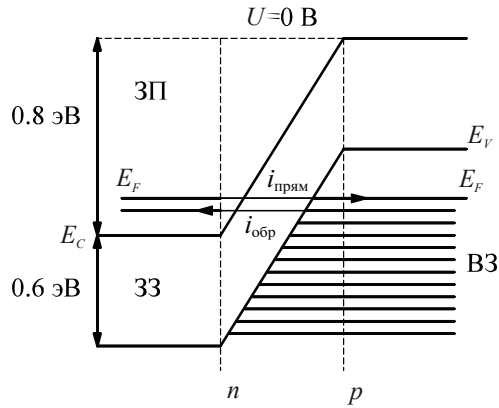


Рис. 7.5. Диаграмма туннельного диода при отсутствии внешнего напряжения

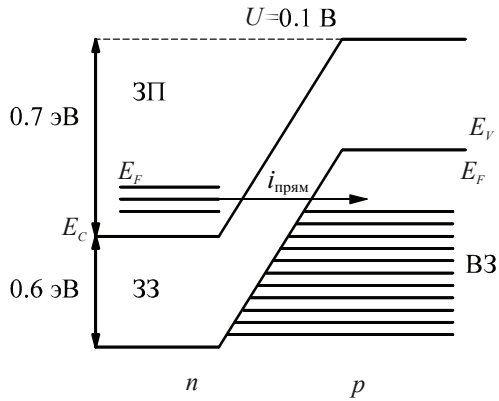


Рис. 7.6. Энергетическая диаграмма туннельного диода при  $U_{\text{пр}} = 0.1$  В

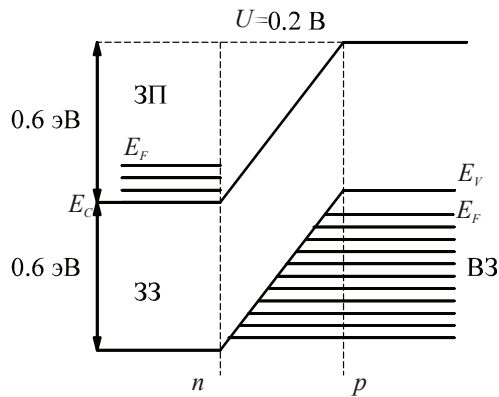


Рис. 7.7. Энергетическая диаграмма туннельного диода при  $U_{\text{пр}} = 0.2$  В

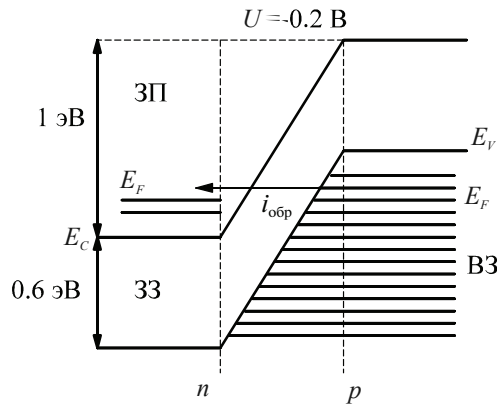


Рис. 7.8. Энергетическая диаграмма туннельного диода при  $U_{обp} = 0.2 \text{ В}$

Горизонтальными линиями в зоне проводимости (3П) и валентной зоне (ВЗ) показаны энергетические уровни, полностью или частично занятые электронами. В валентной зоне и зоне проводимости изображены также незаштрихованные горизонтальными линиями участки, которые соответствуют уровням энергии, не занятым электронами.

Как видно, в зоне проводимости полупроводника  $n$ -типа и в валентной зоне полупроводника  $p$ -типа имеются занятые электронами уровни, соответствующие одинаковым энергиям. Поэтому может происходить туннельный переход электронов из области  $n$  в область  $p$  (прямой туннельный ток  $i_{пр}$ ) и из области  $p$  в область  $n$  (обратный туннельный ток  $i_{обp}$ ). Эти два тока имеют одинаковые значения, и результирующий ток равен нулю.

На рис. 7.6 показана диаграмма при прямом напряжении  $0.1 \text{ В}$ , за счет которого высота потенциального барьера понизилась на  $0.1 \text{ эВ}$  и составляет  $0.7 \text{ эВ}$ . В этом случае туннельный переход электронов из области  $n$  в область  $p$  усиливается, так как в области  $p$  имеются в валентной зоне свободные уровни, соответствующие таким же энергиям, как энергии уровней, занятых электронами в зоне проводимости области  $n$ . А переход электронов из валентной зоны области  $p$  в область  $n$  невозможен, так как уровни, занятые электронами в валентной зоне области  $p$ , соответствуют в области  $n$  энергетическим уровням запрещенной зоны. Обратный туннельный ток отсутствует, и результирующий туннельный ток достигает максимума. В промежуточных случаях, например когда  $U_{пр} = 0.05 \text{ В}$ , существуют и прямой и обратный туннельный токи, но обратный ток меньше прямого. Результи-

рующим будет прямой ток, но он меньше максимального, получающегося при  $U_{\text{пр}} = 0.1$  В.

Случай, показанный на рис. 7.7, соответствует  $U_{\text{пр}} = 0.2$  В, когда высота потенциального барьера стала 0.6 эВ. При этом напряжении туннельный переход невозможен, так как уровням, занятым электронами в данной области, соответствуют в другой области энергетические уровни, находящиеся в запрещенной зоне. Туннельный ток равен нулю. Он отсутствует также и при большем прямом напряжении. Следует помнить, что при возрастании прямого напряжения увеличивается прямой диффузионный ток диода. При рассмотренных значениях  $U_{\text{пр}} = 0.2$  В, диффузионный ток гораздо меньше туннельного тока, а при  $U_{\text{пр}} > 0.2$  В, диффузионный ток возрастает и достигает значений, характерных для прямого тока обычного диода.

На рис. 7.8 рассмотрен случай, когда обратное напряжение  $U_{\text{обр}} = 0.2$  В. Высота потенциального барьера достигла 1 эВ, значительно увеличилось число уровней, занятых электронами в валентной зоне  $p$ -области, и соответствует их свободным уровням в зоне проводимости  $n$ -области. Поэтому резко возрастает обратный туннельный ток, который получается того же порядка, что и ток при прямом напряжении.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода (рис. 7.9) поясняет рассмотренные диаграммы. Как видно, при  $U = 0$  ток равен нулю. Увеличение прямого напряжения до 0.1 В дает возрастание прямого туннельного тока до максимума (точка А). Дальнейшее увеличение прямого напряжения до 0.2 В сопровождается уменьшением туннельного тока. Поэтому в точке Б получается минимум тока и характеристика имеет падающий участок АБ, для которого характерно отрицательное дифференциальное сопротивление

$$R_i = \frac{\Delta U}{\Delta I} < 0.$$

После этого участка ток снова возрастает за счет прямого диффузионного тока. Обратный ток получается такой же, как прямой, то есть во много раз больше, нежели у обычных диодов.

Туннельные диоды могут применяться в технике СВЧ, а также во многих импульсных радиоэлектронных устройствах, рассчитанных на высокое быстродействие. Помимо весьма малой инерционности, достоинством туннельных диодов является их стойкость

к ионизирующему излучению. Малое потребление энергии от источника питания также во многих случаях следует считать достоинством туннельных диодов. К сожалению, эксплуатация этих диодов выявила существенный их недостаток. Он заключается в том, что такие диоды подвержены значительному старению, то есть с течением времени их характеристики и параметры заметно изменяются, что может привести к нарушению нормальной работы того или иного устройства.

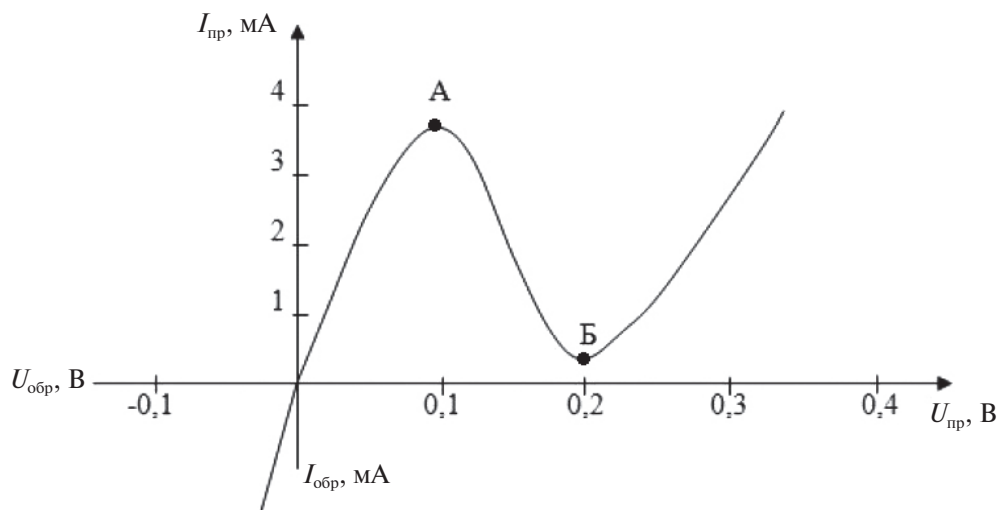


Рис. 7.9. ВАХ туннельного диода

Все туннельные диоды имеют весьма малые размеры. Например, они могут быть оформлены в цилиндрических герметичных малостеклянных корпусах диаметром 3–4 мм и высотой около 2 мм. Выводы у них гибкие ленточные. Масса не превышает 0,15 г (рис. 7.10).



Рис. 7.10. Внешний вид туннельного диода



### 7.1.4. Генераторы и формирователи импульсов с индуктивностью на туннельных диодах

Генераторы с индуктивностью на туннельных диодах, несмотря на простоту схем (рис. 7.11), обладают широким диапазоном генерируемых частот, малой потребляемой мощностью, стабильностью частоты и возможностью ее быстрой перестройки.

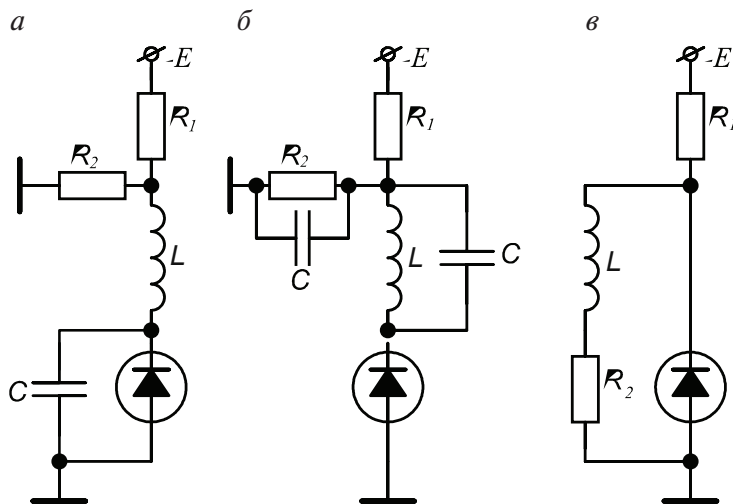


Рис. 7.11. Схемы генераторов с индуктивностью

Обычно используют на практике две основные схемы генераторов. В генераторе последовательного типа (см. рис. 7.11, а) колебательный контур составлен из индуктивности  $L$  и емкости туннельного диода. Поскольку емкость колебательного контура в этом генераторе может быть очень малой, именно по этой схеме строятся генераторы на максимальную рабочую частоту. Сопротивление нагрузочного резистора  $R_2$  необходимо при этом выбирать настолько малым, чтобы обеспечить устойчивость схемы к изменениям напряжения питания.

Подключаемый параллельно туннельному диоду конденсатор  $C_1$  позволяет понижать частоту и увеличивать длительность выходных импульсов.

Схемы с параллельным резонансным контуром (см. рис. 7.11, б и 7.11, в) более стабильны по частоте, однако колебания генератора содержат большее количество гармоник при большей амплитуде колебаний. С увеличением частоты колебаний, содержание гармоник падает.

Повышению стабильности частоты в генераторе последовательного типа может способствовать неполное включение контура.

Рассмотрим принцип работы генераторов с индуктивностью. Туннельные диоды (ТД) выполняют здесь роль элемента с отрицательным сопротивлением. Ток через диод выбирается таким, чтобы рабочая точка диода лежала на падающем участке вольт-амперной характеристики.

Диаграммы, приведенные на рис. 7.12, относятся к генераторам со сравнительно большой (более 10 мкГн) индуктивностью, когда форма выходных импульсов близка к прямоугольной. Это имеет место, если траектория рабочей точки при переключении заходит на участки восходящих ветвей. Если же траектория рабочей точки не выходит за пределы участка с отрицательным сопротивлением, форма колебаний будет близка к синусоидальной.

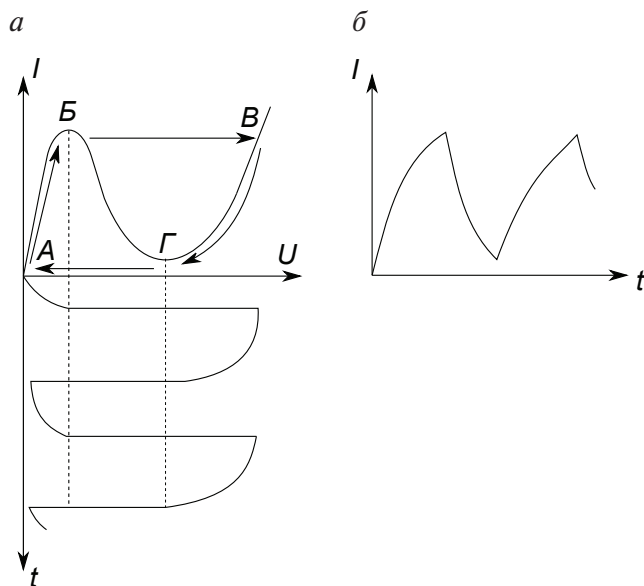


Рис. 7.12. Диаграммы токов и напряжений туннельного диода в режиме токов и импульсов

При включении источника питания, из-за наличия индуктивности, ток в цепи начинает постепенно увеличиваться от нуля до максимума  $I_1$  на туннельной ветви, где происходит переключение на диффузионную ветвь характеристики. Поскольку время переключения очень мало, ток через индуктивность не успевает резко измениться. В это время на диоде формируется крутой фронт импульса. Строго говоря,

на участках  $БВ$  и  $ГА$  (рис. 7.12,  $a$ ) скорость движения рабочей точки, а значит, и скорость переключения диода зависят от скорости заряда емкости самого диода и присоединенной к нему внешней емкости.

Далее на индуктивности  $L$  напряжение меняет знак и ток в цепи начинает падать до величины  $I_2$ , при которой снова происходит переключение на туннельную ветвь в точку  $A$ , и т.д. На рис. 7.12,  $a$ , внизу, показаны диаграммы тока на туннельном диоде. Импульсы тока, имеющие заметный пилообразный характер (рис. 7.12,  $b$ ), можно наблюдать с помощью осциллографа на резисторе  $R_2$ .

Расчет основных характеристик релаксационных генераторов импульсов последовательного типа на практике производят с помощью следующих формул:

$$\tau_U = \frac{L}{R + \bar{R}_{d1}} \ln \left[ 1 + \frac{(I_1 + I_2)(R + \bar{R}_{d1})}{RI_2 + U_2 + U_{cm}} \right]; \quad (7.6)$$

$$\tau_n = \frac{L}{R + \bar{R}_{дз}} \ln \left[ \frac{U_{cm} - I_2(R + \bar{R}_{дз})}{U_{cm} - I_1(R + \bar{R}_{дз})} \right], \quad (7.7)$$

где  $\bar{R}_{d1}$  и  $\bar{R}_{дз}$  — усредненные дифференциальные сопротивления диода на той ветви характеристики, на которой происходит формирование выходной величины импульса или паузы. Хотя, если судить по кривым на рис. 7.12, сопротивление диода  $R_d$  меняется по закону, несколько отличающемуся от линейного; обычно для простоты расчетов применяют так называемую линейную аппроксимацию участка.

Поскольку формирование вершины импульса происходит на диффузионной ветви вольт-амперной характеристики, усредненное сопротивление диода на этом участке

$$\bar{R}_{дз} = \frac{U_3 - U_2}{I_1 - I_2}. \quad (7.8)$$

Формирование паузы происходит на туннельной ветви характеристики и, следовательно,

$$R_{д1} = \frac{U_1}{I_1}. \quad (7.9)$$

Напряжение смещения на диоде  $U_{\text{см}}$  определяется из уравнения

$$U_{\text{см}} = E \frac{R_2}{R_1 + R_2}. \quad (7.10)$$

Сопротивление нагрузочного резистора  $R$  в выражении (7.6) определяется из соотношения

$$R = R_1 R_2 / (R_1 + R_2). \quad (7.11)$$

Для схем, где  $R_1 \gg R_2$ , и с учетом того, что  $I_2 \ll I_1$ , с подстановкой соответствующих значений из выражений (7.8)–(7.11) уравнения (7.7)–(7.8) приводят к виду

$$\tau_U = \frac{L}{R_2 + \frac{U_3 - U_2}{I_1}} \ln \frac{R_2 I_1 + U_3 - U_{\text{см}}}{U_2 - U_{\text{см}}}; \quad (7.12)$$

$$\tau_n = \frac{L}{R_2 + \frac{U_1}{I_1}} \ln \frac{U_{\text{см}}}{U_{\text{см}} - I_1 R_2 - U_1}. \quad (7.13)$$

Обычно, при разработке схем генераторов, конструктора интересуют вопрос выбора параметров схемы под заданную частоту генерации. Исходными данными для расчета, кроме значения частоты колебаний, должны быть степень регулировки частоты, требования к стабильности, надежности и экономичности генератора. В этом случае большую помощь оказывают номограммы или реальные характеристики генератора для всего диапазона частот.

### 7.1.5. Описание практического занятия № 1

#### «Исследование туннельного эффеkта на туннельном диоде»

*Цель работы:* изучение элементов теории туннельного эффеkта, построение вольт-амперной характеристики туннельного диода. Изучение схемы генератора на базе туннельного диода.

*Оборудование.* Работа будет проводиться на платформе РХI с использованием модулей управляемого источника питания и осциллографа компании National Instruments. Сборка схем проводится на макетной плате.

Туннельные диоды представлены моделями АИ301Г и ЗИ306Г, характеристики которых представлены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Характеристики АИ301Г и ЗИ306Г

Тип прибора	Предельные значения параметров при $T = 25^\circ\text{C}$						Значения параметров при $T = 25^\circ\text{C}$		
	$I_{\text{п}}, \text{мА}$	$U_{\text{п}}, (U_{\text{пр}}) \text{ мВ}$	$C_{\text{д}}, \text{пФ}$	$L_{\text{д}}, (L_{\text{кор}}) \text{ нГн}$	$r_{\text{п}}, \text{Ом}$	$I_{\text{п}}/I_{\text{в}}$	$U_{\text{пр}}, \text{мВ}$	при $I_{\text{пр}}, \text{мА}$	$I_{\text{обр}}, \text{мкА}$
АИ301Г	10.0 (1.0)	180	<50	1,5	—	8.0	—	5.5	—
ЗИ306Г	2.0 (0.2)	170	<8.0	—	—	8.0	—	0.8	4.0

### Содержание занятия

**Построение ВАХ.** Итоговая схема для измерения ВАХ отличается от представленной на рис. 7.11, а отсутствием делителя напряжения на входе. ВАХ следует строить по нескольким точкам и привести в отчете.

**Теоретический расчет параметров.** Оценить энергию Ферми в материале туннельного диода исходя из следующих представлений.

При  $T = 0 \text{ К}$ , функция Ферми (7.3)  $\omega(E, T) = 1$  для всех энергий  $E < E_F$ , тогда концентрация носителей заряда согласно формуле (7.5) будет

$$n = \int_{E_C}^{E_F} D(E) dE.$$

$$D(E) = 1 / (2\pi^2) ((2m^*) / \hbar^2)^{(3/2)} (E - E_C).$$

Используя выражение (7.4) для функции  $D(E)$ , найдем

$$n = \frac{1}{3\pi^2} \left( \frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E_F - E_C)^{3/2}.$$

Откуда получаем выражение для энергии Ферми  $E_F$ , которая отсчитывается от энергии дна зоны проводимости  $E_C$ ,

$$E_F - E_C = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{2/3}}{2m^*}.$$

При расчетах следует брать типичное значение концентрации электронов и дырок  $n \sim 8 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ . В качестве эффективной массы электрона  $m^*$  можно взять обычную массу покоя электрона  $m = 0,91 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$ .

Найти энергию  $E_m$ , соответствующую максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости,

$$E_F - E_m \approx 1,1kT.$$

Оценить значения  $U_{\max}$  и  $U_{\min}$  ВАХ туннельного диода с помощью формул:

$$U_{\max} \approx \frac{a(E_F - E_m)}{e}, \quad (7.14)$$

$$U_{\min} \approx \frac{a(E_F - E_c)}{e}.$$

Значения коэффициента  $a$  принять 10.

Используя типичные параметры для туннельного диода: ширина запрещенной зоны  $E_g \approx 0,67$  эВ, толщина перехода  $a \approx 2$  нм, площадь перехода  $S \approx 10^{-3}$  см<sup>2</sup>, — по формуле (7.2) оценить вероятность туннельного перехода электронов через потенциальный барьер. Энергию частицы принять  $E = E_m - E_c = (E_F - E_c) - 1,1kT$ . Высоту барьера определить по выражению  $U = 2(E_F - E_c) + E_g$ .

Точное решение уравнения Шредингера для потенциальной ступеньки (см. рис. 7.1) дает следующее выражение для коэффициента  $D_0$ :

$$D_0 = 16 \frac{E}{U} \left( 1 - \frac{E}{U} \right),$$

где  $E$  — энергия частицы;  $U$  — высота барьера.

Таким образом, окончательный вид формулы для расчета коэффициента прохождения  $D$

$$D = 16 \frac{E}{U} \left( 1 - \frac{E}{U} \right) \exp \left( - \frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U - E)} \right).$$

Оценить ток в максимуме ВАХ туннельного диода по формуле

$$I_{\max} = eSnD \sqrt{\frac{(E_m - E_c)}{2m}}. \quad (7.15)$$

*Экспериментальный расчет параметров.* По результатам измерений найти из полученной ВАХ экспериментальные значения  $U_{\max}$ ,  $U_{\min}$  и  $I_{\max}$ .

По полученным экспериментальным результатам оценить положения уровня Ферми. Формулу для расчета получаем из выражения (7.14):

$$(E_F - E_c)_{\text{эксперим}} = \frac{eU_{\text{max}}}{2}.$$

Определить энергию, соответствующую максимуму функции распределения электронов в зоне проводимости. Формулу для расчета получаем из формулы (7.14):

$$(E_F - E_m)_{\text{эксперим}} = \frac{eU_{\text{max}}}{2}.$$

Определить вероятность туннелирования электронов через  $p$ - $n$  переход. Формулу для расчета получаем из формулы (7.15):

$$D_{\text{эксперим}} = \frac{I_{\text{max}}}{eSn\sqrt{\frac{(E_F - E_c)_{\text{эксперим}} - (E_F - E_m)_{\text{эксперим}}}{2m}}}.$$

Результаты всех измерений, теоретических и экспериментальных расчетов оформить в виде таблицы. Значения энергии представить в электрон-вольтах.

*Оценка параметров генератора на базе туннельного диода.* Из-за того что исследуемая схема напрямую подключена к источнику питания, входным сопротивлением  $R_1$  можно пренебречь, то есть  $R_1 \approx 0$ . Таким образом, значительно упрощаются многие расчетные формулы.

Вначале необходимо достичь того, чтобы собранная схема стала генератором. Для этого необходимо подобрать режим, в котором нагрузочная линия будет пересекать полученную ранее ВАХ в трех точках. Подбор режима осуществляется путем варьирования напряжения смещения  $U_{\text{см}} = 0.2 \dots 0.5$  В.

Используя формулы (7.12) и (7.13) следует рассчитать теоретические значения время импульса и простоя  $\tau_n$  и  $\tau_p$  и сравнить их с теми, что выдаст осциллограф. При расчете считать индуктивность  $L = 560$  мкГн.

## 7.2. Исследование характеристик МОП-транзисторов

---

Полевой транзистор (ПТ) — полупроводниковый прибор, в котором регулирование тока осуществляется изменением проводимости проводящего канала с помощью поперечного электрического поля. В отличие от биполярного, ток полевого транзистора обусловлен потоком основных носителей.

Электроды полевого транзистора называют истоком (И), стоком (С) и затвором (З). Управляющее напряжение прикладывается между затвором и истоком. От напряжения между затвором и истоком зависит проводимость канала, следовательно, и величина тока. Таким образом, полевой транзистор можно рассматривать как источник тока, управляемый напряжением затвор — исток. Если амплитуда изменения управляющего сигнала достаточно велика, сопротивление канала может изменяться в очень больших пределах. В этом случае полевой транзистор можно использовать в качестве электронного ключа.

По конструкции полевые транзисторы можно разбить на две группы: с управляющим  $p$ - $n$  переходом; с металлическим затвором, изолированным от канала диэлектриком. Транзисторы второго вида называют МДП-транзисторами (металл — диэлектрик — полупроводник). В большинстве случаев диэлектриком является двуокись кремния  $\text{SiO}_2$ , поэтому обычно используется название «МОП-транзисторы» (металл — оксид — полупроводник).

Проводимость канала полевого транзистора может быть электронной или дырочной. Если канал имеет электронную проводимость, то транзистор называют  $n$ -канальным. Транзисторы с каналами, имеющими дырочную проводимость, называют  $p$ -канальными. В МОП-транзисторах канал может быть обеднен носителями или обогащен ими. Таким образом, понятие «полевой транзистор» объединяет шесть различных видов полупроводниковых приборов.

МОП-транзисторы находят широкое применение в современной энергетической электронике. По сравнению с другими полупроводниковыми приборами, такими как биполярные транзисторы или тиристоры, они обладают следующими преимуществами:

- малое время переключения и вследствие этого малые потери при переключении;
- малая мощность, затрачиваемая на переключение;



- возможность использования хорошо отработанных технологий производства МОП-интегральных схем.

Структура транзистора с индуцированным каналом  $n$ -типа показана на рис. 7.13. У МОП-транзисторов имеется дополнительный вывод от подложки. Металлический затвор отделен от полупроводника слоем диэлектрика. В качестве диэлектрика используется слой двуокиси кремния толщиной 0.002–0.05 мкм, выращиваемый на поверхности кремния  $n$ -типа. Области стока и истока легированы сильнее, чем канал, и обозначены  $n^+$ .

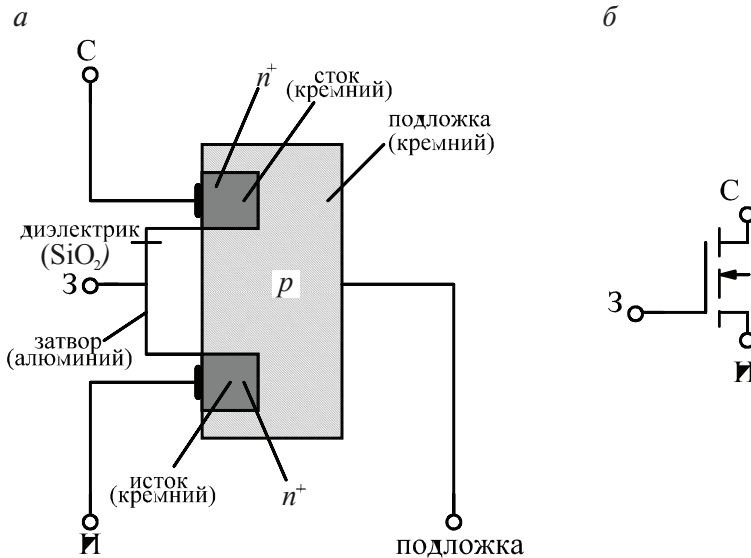


Рис. 7.13. Структура транзистора с индуцированным каналом  $n$ -типа (а) и условное графическое обозначение транзистора (б)

Канал возникает только при подаче на затвор напряжения определенной полярности. При нулевом напряжении канал отсутствует. При этом между стоком и истоком включены два обратносмещенных  $p$ - $n$  перехода. Один  $p$ - $n$  переход образуется на границе между подложкой и стоком, а другой — между подложкой и истоком. Таким образом, при нулевом напряжении на затворе, сопротивление между стоком и истоком очень велико, ток стока ничтожно мал и транзистор находится в состоянии отсечки.

Если между затвором и истоком включен источник напряжения (рис. 7.14), то электрическое поле затвора выталкивает дырки из приповерхностного слоя подложки и притягивает в этот слой электроны.

В результате этого в области подложки, примыкающей к диэлектрику, образуется проводящий канал  $n$ -типа. Такой канал называют индуцированным. С увеличением положительного напряжения затвор — исток  $U_{зи}$ , растет концентрация электронов в канале, следовательно, увеличивается его проводимость.

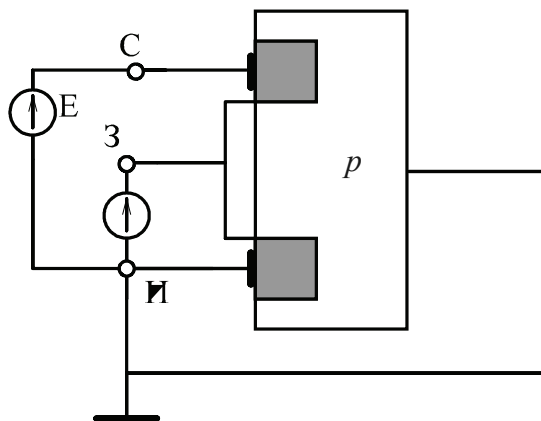


Рис. 7.14. Схема подключения транзистора

Если между стоком и истоком приложено положительное напряжение, в индуцированном канале возникает ток стока. Его величина зависит как от напряжения  $U_{зи}$ , так и от напряжения сток — исток  $U_{си}$ . Напряжение затвора, при котором появляется заметный ток стока, называют пороговым и обозначают  $U_0$ . Пороговое напряжение МОП-транзистора с индуцированным каналом  $n$ -типа положительно. Его значение составляет для современных мощных МОП-транзисторов 2–4 В.

Чем больше напряжение затвор — исток превышает пороговое, тем большее количество электронов втягивается в канал, увеличивая его проводимость. Если при этом напряжение сток — исток невелико, проводимость канала пропорциональна разности  $U_{зи} - U_0$ . Если напряжение сток — исток превышает напряжение насыщения  $U_{нас} = U_{зи} - U_0$ , транзистор переходит в режим насыщения и рост тока прекращается. Объясняется это тем, что напряжение между затвором и поверхностью канала уменьшается в направлении стока. Вблизи истока оно равно  $U_{зи}$ , а в окрестности стока — разности  $U_{зи} - U_{си}$ . Поэтому, при увеличении напряжения  $U_{си}$ , сечение канала уменьшается по направлению к стоку, а его сопротивление увеличивается. При значениях  $U_{си}$ , пре-

вышающих напряжение насыщения, канал перекрывается и ток стока остается практически неизменным. Очевидно, что каждому значению  $U_{зи} > U_0$  соответствует свое значение напряжения насыщения.

Семейство выходных характеристик транзистора с индуцированным каналом показано на рис. 7.15. На выходных характеристиках можно выделить линейную область, области насыщения и отсечки. Граница между линейной областью и областью насыщения показана на рис. 7.15 пунктиром. В режиме отсечки  $U_{зи} < U_0$ ,  $I_c = 0$ .

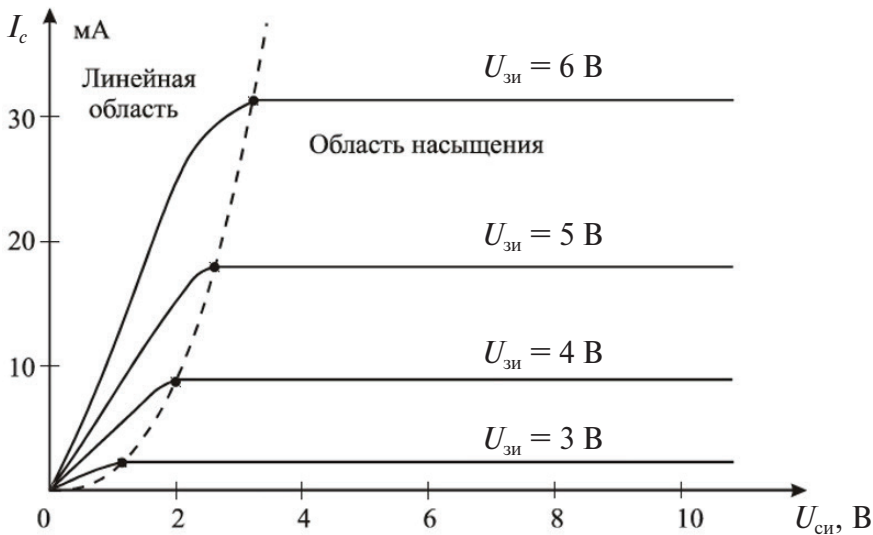


Рис. 7.15. Семейство выходных характеристик транзистора с индуцированным каналом

В линейном режиме  $U_{зи} > U_0$ , а напряжение сток — исток не превышает напряжение насыщения  $U_{си} \leq U_{нас} = U_{зи} - U_0$ .

Выходная характеристика на участке, соответствующем линейному режиму, аппроксимируется выражением

$$I_c = b[(U_{зи} - U_0)U_{си} - 0.5U_{си}^2], \quad (7.16)$$

где  $b$  — удельная крутизна МОП-транзистора,

$$b = \mu C_0 \frac{W}{L}. \quad (7.17)$$

Здесь  $\mu$  — приповерхностная подвижность носителей;  $C_0$  — удельная емкость затвор — канал;  $W$  — ширина канала;  $L$  — длина.

Величину  $b(U_{\text{зи}} - U_0)$  называют проводимостью канала, а обратную величину — сопротивлением канала:

$$R_{\text{си}} = \frac{1}{b(U_{\text{зи}} - U_0)}. \quad (7.18)$$

Режим насыщения МОП-транзистора с индуцированным каналом возникает, когда  $U_{\text{зи}} > U_0$ , а напряжение сток — исток превышает напряжение насыщения  $U_{\text{си}} \geq U_{\text{нас}} = U_{\text{зи}} - U_0$ . В области насыщения ветви выходной характеристики расположены почти горизонтально, то есть ток стока практически не зависит от напряжения  $U_{\text{си}}$ . Таким образом, в режиме насыщения канал МОП-транзистора имеет высокое сопротивление, а транзистор эквивалентен источнику тока, управляемому напряжением затвор — исток.

Область насыщения является рабочей, если транзистор используется для усиления сигналов. Области отсечки и линейная используются, когда транзистор работает в режиме ключа.

Для передаточной характеристики МОП-транзистора с индуцированным каналом, при нулевом напряжении на затворе, ток стока равен нулю (рис. 7.16). Заметный ток появляется тогда, когда напряжение затвора превысит пороговое значение  $U_0$ .

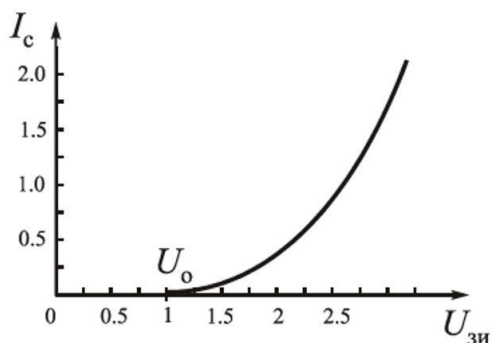


Рис. 7.16. Передаточная характеристика МОП-транзистора

Передаточная характеристика МОП-транзистора для области насыщения аппроксимируется выражением

$$I_c = \frac{1}{2} b (U_{\text{зи}} - U_0)^2. \quad (7.19)$$

## Описание практического занятия № 2

### «Исследование характеристик MOSFET транзисторов»

#### Цель работы:

- изучить физические основы работы MOSFET-транзисторов;
- исследовать выходные и передаточные характеристики MOSFET-транзисторов;
- провести расчет параметров MOSFET-транзисторов.

**Оборудование.** В работе используется два транзистора IRF530N и IRFZ24N. Оба транзистора с индуцированными каналами  $n$ -типа. Оба канала выполнены в корпусе типа TO-220 AB. Изображение корпуса представлено на рис. 7.17. Паспортные характеристики транзисторов даны в литературе [7], [8].

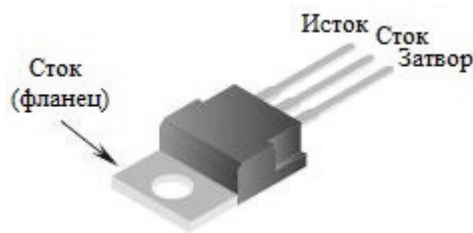


Рис. 7.17. Корпус типа TO-220 AB

#### Содержание занятия

1) Соберите схему, представленную на рис. 7.14, используя транзистор IRF530N;

2) измерьте передаточные характеристики  $I_c = f(U_{зи})$  при следующих значениях  $U_{си}$ :

Номер варианта... 1 ..... 2 ..... 3 ..... 4

$U_{си}$ , В ..... 1, 3, 6 ..... 1, 5, 10 ..... 1, 2, 8 ..... 1, 4, 7

При этом значения  $U_{зи}$  изменяем в пределах 2.8–6 В (или до полного открытия канала) с шагом 0.1 В. Определить напряжение отсечки  $U_0$ ;

3) по передаточной характеристике с использованием формул (7.16)–(7.18) и справочных данных оценить отношение ширины канала к его длине и сопротивление канала;

4) снять семейство выходных характеристик  $I_c = f(U_{си})$  для трех значений напряжения на затворе:  $U_{зи} = 3 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.4 В с шагом 0.01 В);  $U_{зи} = 3.1 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.3 В с шагом 0.01 В);  $U_{зи} = 3.2 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.2 В с шагом 0.01 В);

5) по выходным характеристикам с использованием формул (7.16)–(7.18) и справочных данных оценить отношение ширины канала к его длине и сопротивление канала;

6) повторить п. 1–5 для транзистора IRFZ24N;

7) также для транзистора IRFZ24N снять семейство выходных характеристик  $I_c = f(U_{си})$  для трех значений напряжения на затворе:  $U_{зи} = 3 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.4 В с шагом 0,01 В);  $U_{зи} = 3.1 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.02 В с шагом 0.001 В);  $U_{зи} = 3.2 \text{ В}$  ( $U_{си}$  меняем в пределах 0–0.01 В с шагом 0.001 В);

8) по выходным характеристикам с использованием формул (7.16)–(7.18) и справочных данных оценить отношение ширины канала к его длине и сопротивление канала;

9) для обоих транзисторов сравнить результаты, полученные по передаточной характеристике, с результатами, полученными по выходным характеристикам.

### 7.3. Моделирование работы МОП-транзистора

#### Описание используемой программы

На рис. 7.18 представлен вид программы при выбранной вкладке Structural Properties.

Основные элементы вкладки Structural Properties:

- Device Type — выбор типа устройства;
- Doping Profile — выбор профиля легирования;
- Source/Drain Length — длина истока и стока, 0.1–10 000 нм;
- Channel Length — длина канала, 0.1–10 000 нм;
- Oxide Thickness — толщина слоя оксида, 0.1–1000 нм;
- Junction Depth — глубина области канала, стока и истока, 10–1000 нм;
- Substrate Thickness — толщина подложки, 0.1–1000 нм;
- Device Width — ширина устройства, 10–500 000 нм;
- Nodes — число точек выборки данных, более 2;
- Doping Concentration — концентрация легирующей примеси, более 0.

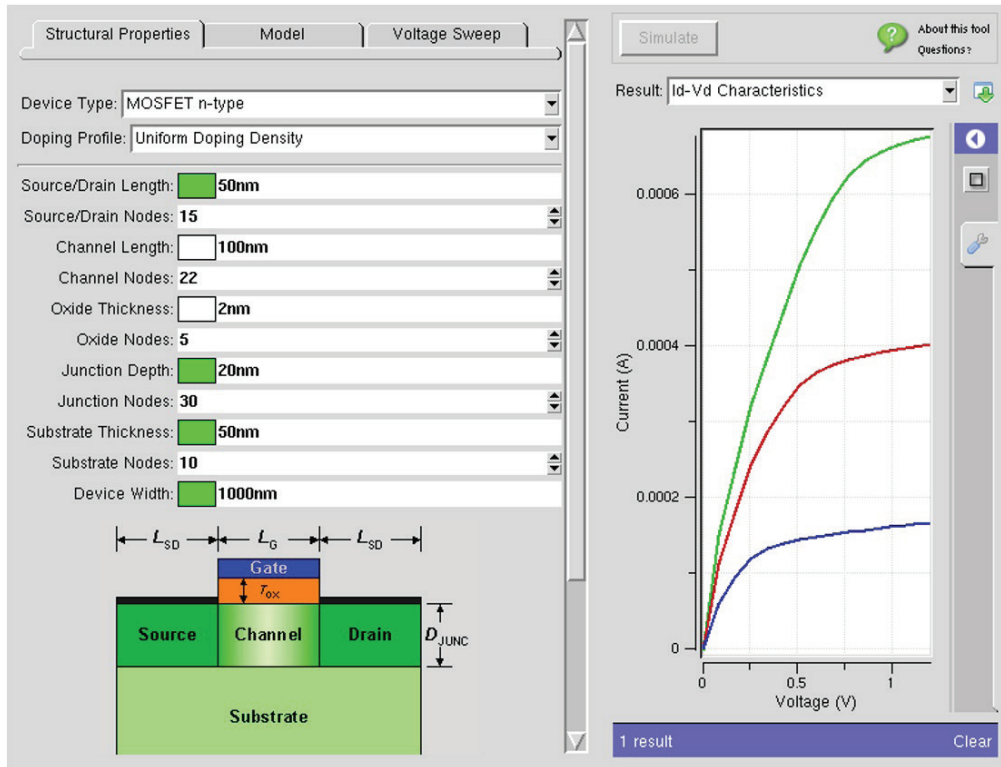


Рис. 7.18. Вид программы при выбранной вкладке Structural Properties

Если выбрать вкладку Model, основными элементами будут являться (рис. 7.19):

- Ambient Temperature — температура окружающей среды, 77–500 K;
- Gate Electrode — тип электрода затвора;
- Gate Electrode Workfunction — значение работы выхода для электрода, 0–20 эВ;
- Silicon Band gap at 300 K — значение ширины запрещенной зоны, более 0 эВ;
- Silicon Dielectric Constant — диэлектрическая константа кремния, более 0;
- Oxide Barrier Height at 300 K — высота изолирующего барьера, более 0 эВ;
- Oxide Dielectric Constant — значение диэлектрической константы изолятора, более 0;

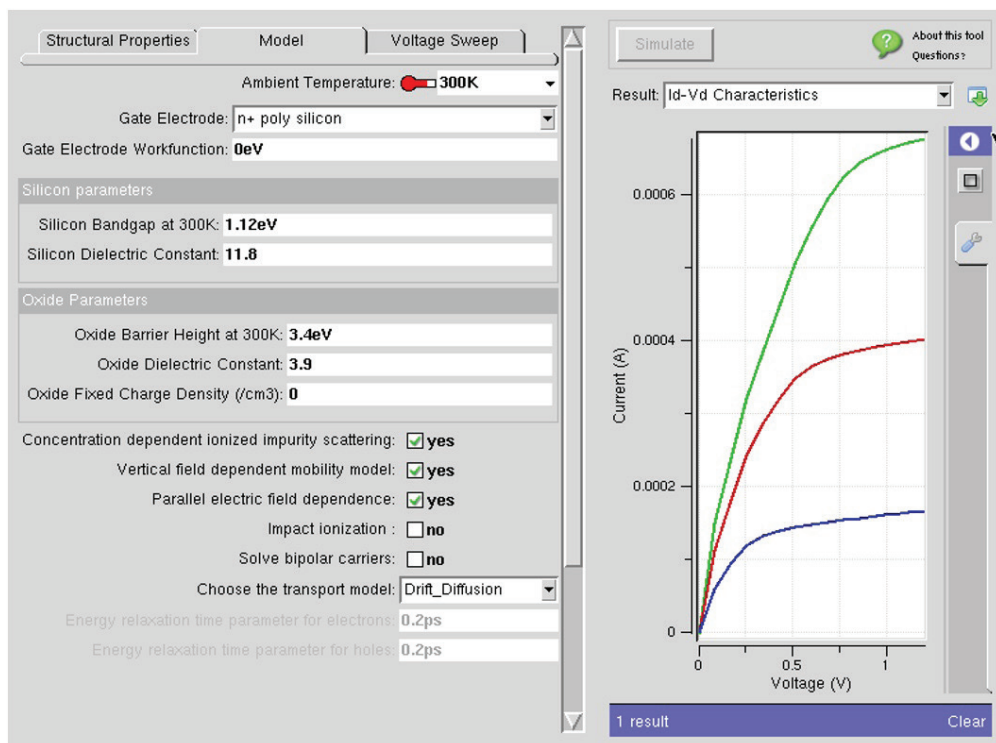


Рис. 7.19. Вид программы при выбранной вкладке Model

- Oxide Fixed Charge Density — значение плотности заряда изолятора;
- Concentration dependent ionized impurity scattering — зависимость от концентрации ионизированное рассеяние примеси;
- Vertical field dependent mobility model — зависимость от вертикального поля модель подвижности;
- Parallel electric field dependence — зависимость от параллельного электрического поля;
- Impact ionization — влияние ионизации;
- Solve bipolar carriers — расчет биполярных носителей;
- Choose the transport model — выбор модели переноса.

Если выбрать вкладку Voltage Sweep, то основными ее элементами будут следующие (рис. 7.20):

- Plot Transfer Characteristic — расчет и построение характеристик переноса заряда;



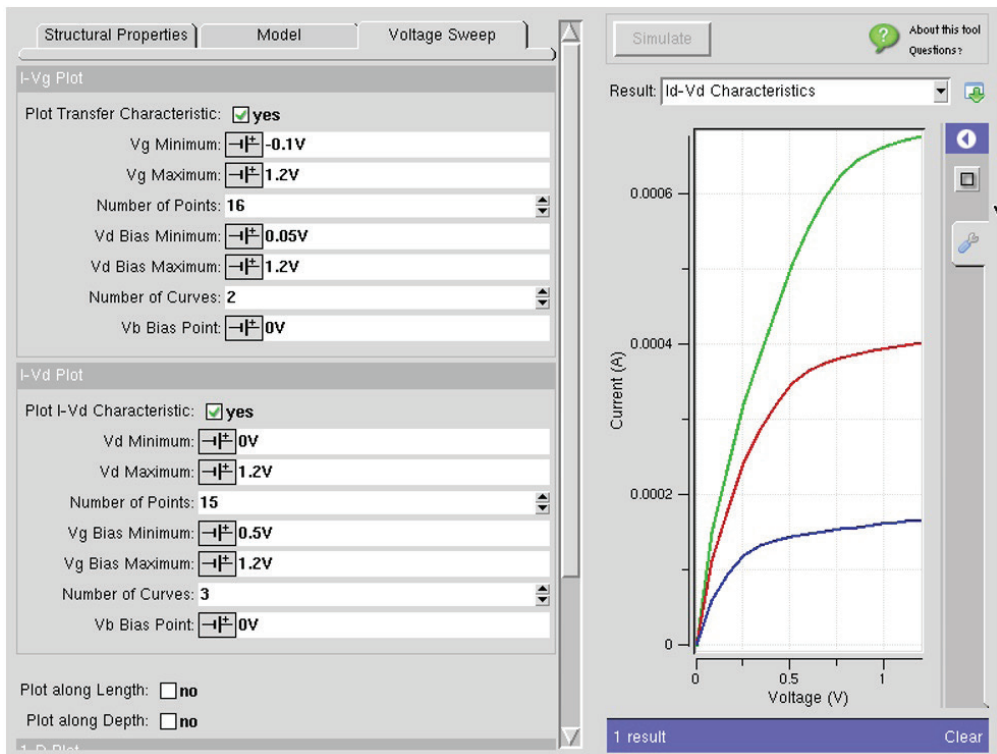


Рис. 7.20. Вид программы при выбранной вкладке Voltage Sweep

- $V_g$  Minimum — минимальное значение напряжения на затворе,  $-10...+10$  В;
- $V_g$  Maximum — максимальное значение напряжения на затворе,  $-10...+10$  В;
- Number of Points — число контрольных точек в диапазоне изменения напряжения, более 2;
- $V_d$  Bias Minimum — минимальное значение напряжения смещения на стоке,  $-10...+10$  В;
- $V_d$  Bias Maximum — максимальное напряжение смещения на стоке,  $-10...+10$  В;
- Number of Curves — число кривых на графике, соответствующих значениям напряжения смещения, 2–15;
- $V_b$  Bias Point — постоянное значение точки смещения для диапазона напряжения на затворе,  $-10...+10$  В;
- Plot  $I-V_d$  Characteristic — построение графика вольт-амперной характеристики;

- $V_d$  Minimum — минимальное значение напряжения на стоке,  $-10...+10$  В;
- $V_d$  Maximum — максимальное значение напряжения на стоке,  $-10...+10$  В;
- Number of Points — число контрольных точек в диапазоне изменения напряжения, более 2;
- $V_g$  Bias Minimum — минимальное напряжение смещения на затворе,  $-10...+10$  В;
- $V_g$  Bias Maximum — максимальное напряжение смещения на затворе,  $-10...+10$  В;
- Number of Curves — число кривых на графике, соответствующих значениям напряжения смещения, 2–15;
- $V_b$  Bias Point — постоянное значение точки смещения для диапазона напряжения на стоке,  $-10...+10$  В;
- Plot along Length — построение  $1D$  графика вдоль длины устройства;
- Plot along Depth — построение  $1D$  графика вдоль глубины устройства.

### Варианты практического задания № 3

#### «Моделирование работы MOSFET-транзистора»

*Вариант 1.* Необходимо оценить влияние температуры окружающей среды на ВАХ и плотность тока MOSFET-транзисторов  $n$ - и  $p$ -типов. Для этого во вкладке StructuralProperties в поле выбора типа устройства выбираем MOSFET $n$ -type. Переходим во вкладку Model и, меняя температуру окружающей среды 200–400 К с шагом 100, проводим симулирование. При этом во вкладке Voltage Sweep должны стоять галочки на полях Plot Transfer Characteristic и Plot  $I - V_d$  Characteristic. Остальные параметры остаются по умолчанию. Фиксируем результаты и проводим аналогичные действия для MOSFET-транзистора  $p$ -типа.

*Вариант 2.* Необходимо оценить влияние типа электрода затвора на ВАХ и плотность тока MOSFET-транзисторов  $n$ - и  $p$ -типов. Для этого во вкладке StructuralProperties в поле выбора типа устройства выбираем MOSFET  $n$ -type. Переходим во вкладку Model и, меняя тип электрода затвора, проводим симулирование. При этом во вкладке Voltage Sweep должны стоять галочки на полях Plot Transfer Characteristic и Plot  $I - V_d$  Characteristic. Остальные параметры остаются по умолча-

нию. Фиксируем результаты и проводим аналогичные действия для MOSFET-транзистора  $p$ -типа.

*Вариант 3.* Необходимо оценить влияние профиля легирования на ВАХ и плотность тока MOSFET-транзисторов  $n$ - и  $p$ -типов. Для этого во вкладке Structural Properties в поле выбора типа устройства выбираем MOSFET  $n$ -type. И, меняя профиль легирования, проводим симулирование. При этом во вкладке Voltage Sweep должны стоять галочки на полях Plot Transfer Characteristic и Plot  $I - V_d$  Characteristic. Остальные параметры остаются по умолчанию. Фиксируем результаты и проводим аналогичные действия для MOSFET-транзистора  $p$ -типа.

*Вариант 4.* Необходимо оценить влияние длины канала на ВАХ и плотность тока MOSFET-транзисторов  $n$ - и  $p$ -типов. Для этого во вкладке Structural Properties в поле выбора типа устройства выбираем MOSFET  $n$ -type. И, меняя длину канала в пределах 80–160 нм с шагом 20 нм, проводим симулирование. При этом во вкладке Voltage Sweep должны стоять галочки на полях Plot Transfer Characteristic и Plot  $I - V_d$  Characteristic. Остальные параметры остаются по умолчанию. Фиксируем результаты и проводим аналогичные действия для MOSFET-транзистора  $p$ -типа.

*Вариант 5.* Необходимо оценить влияние толщина слоя оксида на ВАХ и плотность тока MOSFET-транзисторов  $n$ - и  $p$ -типов. Для этого во вкладке Structural Properties в поле выбора типа устройства выбираем MOSFET  $n$ -type. И, меняя толщину оксидного слоя в пределах 1–6 нм с шагом 1 нм, проводим симулирование. При этом во вкладке Voltage Sweep должны стоять галочки на полях Plot Transfer Characteristic и Plot  $I - V_d$  Characteristic. Остальные параметры остаются по умолчанию. Фиксируем результаты и проводим аналогичные действия для MOSFET-транзистора  $p$ -типа.

## 7.4. Исследование резонансно-туннельного эффекта

Физические основы туннельного эффекта рассмотрены в п. 7.1.1.

При более детальном рассмотрении эффекта прохождения электронов через потенциальные барьеры, создаваемые всей совокупностью заряженных частиц при контакте двух, например, полупроводниковых материалов, было установлено несколько интересных фактов.

Оказалось, что в структуре со сверхмалыми размерами свойства данного эффекта зависят от энергии электронов внутри самой структуры. В результате чего в наноструктуре с двумя потенциальными барьерами наблюдается резкое возрастание протекающего через нее тока только при совпадении энергии электронов в электроде, поставляющем электроны, и свободного энергетического уровня в наноструктуре. Данное явление получило название «резонансное туннелирование».

Явление резонансного туннелирования было впервые описано в 1958 году японским исследователем Л. Эсаки. Однако экспериментальные резонансно-туннельные диоды и транзисторы появились лишь в начале 1990-х годов.

В резонансном туннельном диоде используется гетероструктура, в которой потенциальная яма для носителей заряда, например для электронов, отделена от контактных легированных областей потенциальными барьерами. Так, область потенциальной ямы может состоять из GaAs, области потенциальных барьеров — из  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , внешние области — из легированного донорами GaAs (рис. 7.21).

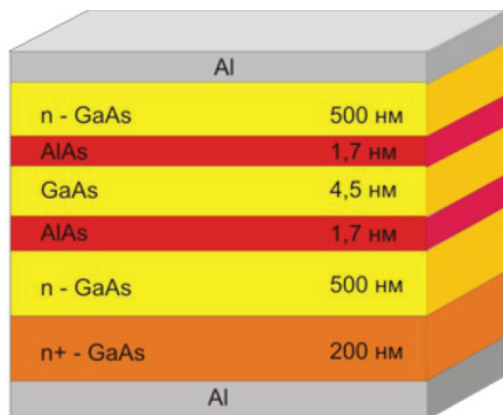


Рис. 7.21. Структура резонансно-туннельного диода

Как было упомянуто ранее, через гетероструктуру с высокой вероятностью проходят только те электроны, энергия которых совпадает с энергией квантованных уровней в потенциальной яме. Электроны с большей или меньшей энергией через структуру пройти не могут. При повышении приложенного к гетероструктуре напряжения, энергия электронов в контактном слое растет. Когда она становится равной энергии квантованного уровня внутри ямы, через структуру начинает

проходить электрический ток. Однако, при дальнейшем повышении напряжения на диоде, электроны набирают большую энергию и снова не могут проходить через гетероструктуры — сила тока падает. Как следствие, возникает область отрицательной дифференциальной проводимости (рис. 7.22).

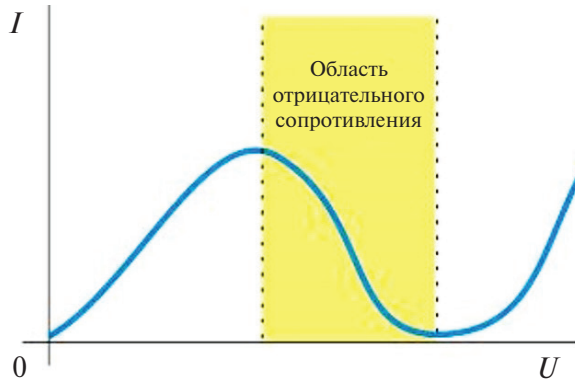


Рис. 7.22. ВАХ резонансно-туннельного диода

#### Описание практического занятия № 4

##### «Исследование резонансно-туннельного эффекта»

*Цель работы:* изучить явление резонансного туннелирования, исследовать влияния параметров резонансно-туннельного диода на его выходные характеристики.

#### Описание работы с программой RTD NEGF Tool

Программа RTD NEGF Tool — программа-симулятор, позволяющая изучать электрические характеристики РТД с гетероструктурой из GaAs/AlGaAs.

Основные возможности программы:

- два различных варианта расчета электростатического потенциала — метод Томаса — Ферми и метод Хартри;
- моделирование РТД с различным количеством барьеров.

Рабочее окно программы RTD NEGF Tool содержит следующие элементы (рис. 7.23):

- 1 — тип РТД (количество барьеров);
- 2 — модель связи для расчетов в программе. На данный момент присутствует лишь модель эффективной массы;

- 3 — вкладки для типов входных параметров — основные опции, масштабы доменов, продвинутые опции, поиск резонанса;
- 4 — размеры в нанометрах;
- 5 — количество примесей на кубический сантиметр;
- 6 — молевые части для AlGaAs.



Рис. 7.23. Рабочее окно программы RTD NEGF Tool

Содержимое вкладки Doping и содержимое вкладки Mole Fraction представлены на рис. 7.24 и 7.25 соответственно.

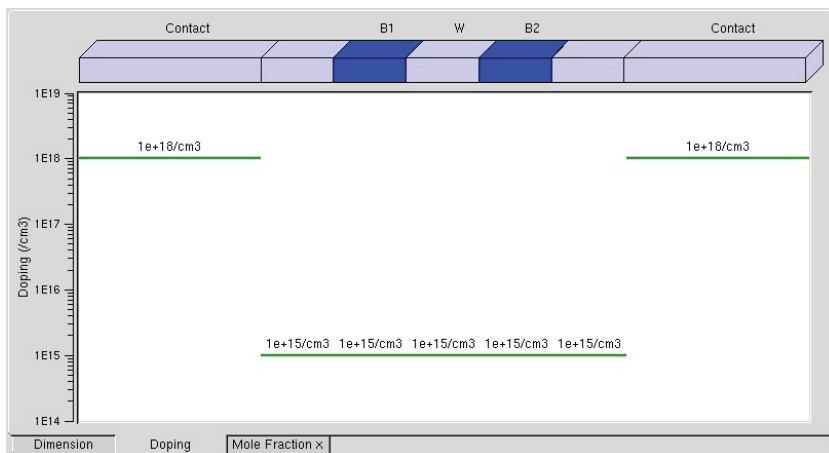


Рис. 7.24. Содержимое вкладки Doping

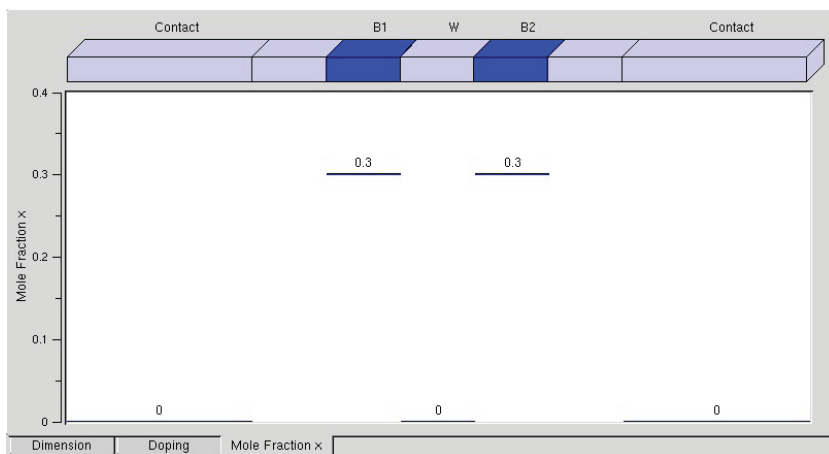


Рис. 7.25. Содержимое вкладки Mole Fraction

Основные опции программы:

- Ambient temperature — значение температуры, которое будет использоваться для функции Ферми. Варианты по умолчанию включают 300 К (комнатная температура) и 77 К (точка кипения жидкого азота);
- Starting Bias — значение напряжения, подаваемого на эмиттер в ходе симуляции;
- Ending Bias — значение, до которого будет расти напряжение на коллекторе;

- No. of Points — определяет количество шагов при изменении напряжения;
- Potential Model — модель Томаса — Ферми или Хартри;
- Quantum Charge — может быть включена (выключена) при выборе модели Томаса — Ферми. Если выключена, то будет отображаться только полуклассический заряд Томаса — Ферми. Если включена, то квантовый заряд, получаемый из расчета переноса неравновесной функции Грина, тоже будет отображен;
- Lattice Constant — определяет размер решетки в реальном пространстве. Обычно толщина одного монослоя вещества.

На рис. 7.26 представлено окно изменения основных опций.

Ambient temperature:	<input type="text" value="300K"/>
Starting Bias:	<input type="text" value="0V"/>
Ending Bias:	<input type="text" value="0.5V"/>
No. of points:	<input type="text" value="21"/>
Potential Model:	Thomas-Fermi
Quantum charge:	off
Lattice Constant:	0.2833nm

Рис. 7.26. Окно изменения основных опций

Масштабы доменов:

- Semiclassical charge region — область, в которой заряд обсчитывается полуклассически. Используется для расчетов заряда в модели Хартри, а также для расчета переноса в обоих моделях;
- Equilibrium region — область, в которой используется модель релаксации объема.

На рис. 7.27 представлено окно изменения масштабов доменов.

Продвинутые опции:

- Not-normalized Current Plot — при отключении этой опции, на выходе получается нормированный график для плотности тока;
- Resonances Scatter Plot — график зависимости резонанса от напряжения появляется в виде точечного;
- Carrier Distribution Surface Plots — при включении этой опции будет отображаться профиль плотности электронов, разрешенных по энергии;
- Reservoir Relaxation Model — опция позволяет выбрать энергетическую зависимость  $\eta$  для расчета рассеяния в равновесном объеме.



ме. можно представить  $\eta$  убывающей экспоненциально с энергией меньшей квазисвязанного состояния эмиттера или по закону Лоренца, или определенным способом;

- Reservoir Relaxation Energy — для экспоненциального или лоренцева спада определяет максимум значения энергии для  $\eta$ ;
- Decay Length — для экспоненциального или лоренцева спада определяет, насколько быстро спадает  $\eta$ ;
- Use Adaptive Energy Grid — может быть использована для контроля изменяющейся энергетической решетки или фиксированной энергетической решетки при расчетах заряда, передачи и тока неравновесной функции Грина;
- Poisson Criterion — критерий сходимости для равенства Пуассона.

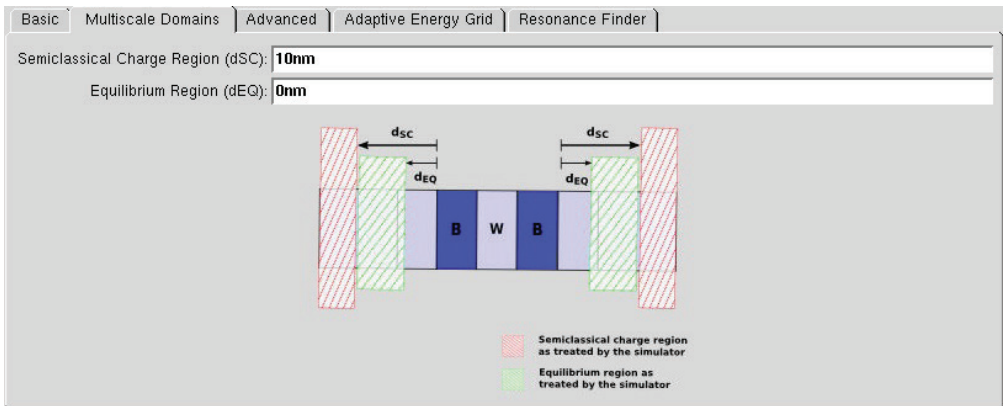


Рис. 7.27. Окно изменения масштабов доменов

Поиск резонанса:

- Resonance Finder — опция включает (выключает) отображение резонансов и волновых функций;
- No. of homogenous grid points — количество точек в сетке, используемое при поиске резонанса.

No. of points per resonance No. of ponts for Ec EF:

- Lanczos iteration step size — опция для алгоритма грубой оценки положения резонанса вдоль оси энергии;
- Lanczos iteration limit — опция для алгоритма грубой оценки положения резонанса вдоль оси энергии;
- Newton iteration step size — опция алгоритма для сужения области энергетического положения оценки резонанса;

- Newton solver convergence condition — опция алгоритма для сужения области энергетического положения оценки резонанса;
- Left exclusion region — область слева от первого барьера, которая будет исключена из домена, в котором рассчитывается резонансная волновая функция;
- Right exclusion region — область справа от последнего барьера, которая будет исключена из домена, в котором рассчитывается резонансная волновая функция.

Выходные данные:

- профиль зоны проводимости;
- энергии резонанса и квазисвязанные состояния эмиттера;
- волновые функции для резонансов и квазисвязанные состояния эмиттера;
- ВАХ;
- плотность тока;
- кумулятивная плотность тока;
- перенос;
- электронная плотность;
- профиль электронной плотности;
- плотность заряда в сечении;
- зависимость положения резонанса от напряжения;
- зависимость ширины резонанса от напряжения.

Моделирование следует проводить при значениях параметров по умолчанию (см. рис. 7.23), за исключением предусмотренных заданиями.

### **Варианты заданий**

*Вариант 1.* Провести моделирование, изменяя модель для расчетов (рис. 7.26). Для модели Томаса — Ферми провести расчет с учетом квантового заряда и без него. Исследовать влияние модели на изменение энергетической диаграммы, ВАХ, графика плотности заряда, коэффициента пропускания и отследить изменение волновой функции.

*Вариант 2.* Провести моделирование, варьируя размеры спейсеров в пределах 10–50 нм с шагом 10 нм. Исследовать влияние размера спейсеров на изменение энергетической диаграммы, ВАХ, графика плотности заряда, коэффициента пропускания и отследить изменение волновой функции.

*Вариант 3.* Провести моделирование при ширине потенциальной ямы 1, 2, 5, 10, 20 и 50 нм. Исследовать влияние ширины потенциальной ямы на изменение энергетической диаграммы, ВАХ, графика плотности заряда, коэффициента пропускания и отследить изменение волновой функции.

*Вариант 4.* Провести моделирование при ширине потенциальных барьеров 1, 2, 5, 10, 20 и 50 нм. Исследовать влияние ширины потенциальных барьеров на изменение энергетической диаграммы, ВАХ, графика плотности заряда, коэффициента пропускания и отследить изменение волновой функции

*Вариант 5.* Провести моделирование для двух и трех потенциальных барьеров. Исследовать влияние количества потенциальных барьеров на изменение энергетической диаграммы, ВАХ, графика плотности заряда, коэффициента пропускания и отследить изменение волновой функции.

## 7.5. Моделирование ионной имплантации

---

Процесс ионной имплантации широко используется в технологии создания интегральных микросхем и многих других полупроводниковых устройств и приборов. Именно с развитием планарных технологий полупроводниковых приборов и интегральных схем в большей степени связана успешная эволюция микроэлектроники в последние десятилетия.

Ионная имплантация (легирование) — технологический процесс внедрения ускоренных ионов в твердую мишень в целях ее легирования. В широком смысле этот термин сочетает в себе научно-техническое разработки для управления свойствами материалов при помощи ионных пучков и находящиеся на стыке таких наук и направлений, как физика твердого тела, радиационная физика, неравновесная термодинамика, физическая химия, математическая статистика.

Для получения полупроводников с электронной проводимостью ( $n$ -типа) с изменяющейся в широких пределах концентрацией электронов проводимости обычно используют донорные примеси (например, As, P, Sb в Si, Ge; Te, S в GaAs), образующие «мелкие» энергетические уровни в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости.

Для получения полупроводников с дырочной проводимостью ( $p$ -типа) вводятся акцепторные примеси (B, Al, In, Ga в Si, Ge; C, Be, Mg, Si в GaAs), образующие уровни вблизи потолка валентной зоны.

Реализованные и потенциальные преимущества ионного легирования позволяют:

- осуществлять процесс с высокой производительностью;
- создавать практически любые профили распределения за счет ступенчатого легирования;
- совмещать процесс легирования с другими технологическими процессами поверхностей обработки кристалла;
- получать прецизионное формирование профиля полупроводниковых структур.

Однако ионное легирование имеет недостатки и ограничения. Есть определенные трудности в проведении процесса легирования, связанные с нарушениями, созданными ионной бомбардировкой, и окончательным местоположением внедренных ионов. Как правило, необходимо устранить эти нарушения в виде смещенных из узлов кристаллической решетки атомов полупроводниковой мишени и в то же время сделать внедренные атомы примеси электрически активными. Обычно это достигается частичным или полным отжигом. К другим ограничениям следует отнести трудность создания и воспроизведения глубоких легированных областей, сложность обработки больших полупроводниковых пластин из-за расфокусировки при существенных отклонениях ионных пучков.

Большое число регулирующих параметров процесса ионного легирования (доза, тип, энергия ионов, температура и среда отжига и др.) позволяют в широких пределах изменять свойства легированных слоев, но наряду с этим, требуют глубокого физического понимания процессов внедрения ионов, их поведения в кристаллической решетке, кинетики образования и устранения радиационных дефектов, что необходимо для высококачественного технологического моделирования, в конечном итоге эффективной реализации приборных структур и схем в интегральном исполнении.

Для ионного легирования применяются ионные ускорители (имплантеры). Основными блоками ионно-лучевой установки (рис. 7.28) являются источник ионов, ионный ускоритель, магнитный сепаратор, система сканирования пучком ионов и камера, в которой находится бомбардируемый образец. Ионы имплантируемого материала разгоня-

ются в электростатическом ускорителе и бомбардируют образец. Ионы ускоряются до энергии 10–5000 кэВ. Проникновение ионов в глубину образца зависит от их энергии и составляет от нескольких нанометров до нескольких микрометров. Ионы с энергией 1–10 кэВ не вызывают изменений в структуре образца, тогда как более энергетичные потоки ионов могут значительно его разрушить.

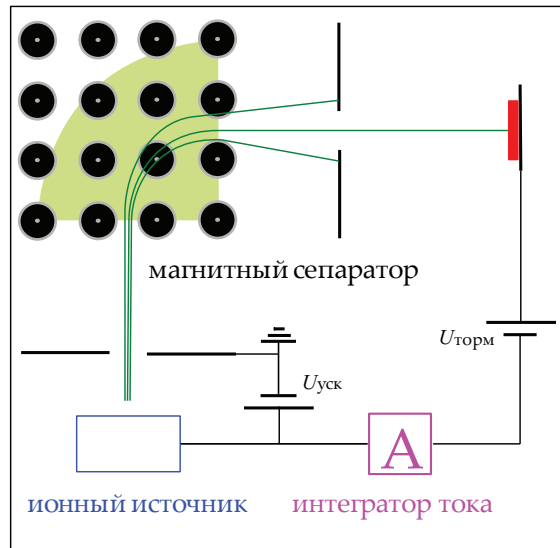


Рис. 7.28. Схема установки для ионной имплантации и селекции ионов по энергии

### 7.5.1. Основные положения теории Линдхарда — Шарфа — Шиотта

При решении задач ионной имплантации важной является информация о глубине проникновения внедряемых ионов и их пространственном распределении.

Согласно теории Линдхарда — Шарфа — Шиотта (ЛШШ), при внедрении в твердую мишень, движущийся ион теряет энергию при столкновении с атомными ядрами и возбуждении электронной подсистемы. Следовательно, для энергетических потерь можно записать следующее соотношение:

$$\frac{dE}{dx} = -N[S_n(E) + S_e(E)],$$

где  $E$  — энергия иона в точке  $x$ , кэВ;  $N$  — число атомов мишени в единице объема,  $\text{см}^{-3}$ ;  $S_n(E)$  — ядерная тормозная способность, кэВ·см<sup>2</sup>;  $S_e(E)$  — электронная тормозная способность, кэВ·см<sup>2</sup>.

В таком случае средний полный пробег иона с начальной энергией  $E_0$

$$\langle R \rangle = \frac{1}{N} \cdot \int_0^{E_0} \frac{E}{[S_n(E) + S_e(E)]} dE.$$

Зная зависимости  $S_n$  и  $S_e$  от энергии, можно рассчитать пробег ионов.

Расчет ядерной тормозной способности сводится к известной задаче о столкновении двух заряженных частиц. Атомное ядро налетающего иона взаимодействует с атомными ядрами атомов мишени по закону Кулона. Выражение для ядерной тормозной способности имеет вид

$$S_n^0 = 2,8 \cdot 10^{-15} \frac{Z_1 Z_2}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}} \frac{M_1}{(M_1 + M_2)},$$

где  $Z_1$  и  $M_1$  — порядковый атомный номер и атомная масса иона;  $Z_2$  и  $M_2$  — порядковый атомный номер и атомная масса атомов мишени.

В описании теории ЛШШ используется модель, согласно которой электроны в мишени — газ, а ион — шарик. Все ионы движутся среди электронов слоями без перемешивания. Скорость иона должна быть много меньше скорости электронов на поверхности Ферми. Учитывая описанное упрощение, торможение пропорционально скорости или корню квадратному из кинетической энергии

$$S_e = kE^{1/2},$$

где коэффициент  $k$  — функция порядковых номеров и атомных масс иона и атомов мишени. Для кремния  $k \approx 0,2 \cdot 10^{-15} \text{ эВ}^{1/2} \cdot \text{см}^2$ .

На рис. 7.29 представлен качественный вид зависимостей  $S_n^0$  (нулевое приближение),  $S_n$  (точный расчет с применением потенциала То-маса — Ферми) и  $S_e$  от энергии движущегося иона.

Поскольку в задачах об ионной имплантации рассматривается большое количество ионов, бомбардирующих мишень, задачу об их пространственном распределении ( $N(x)$ ) в рамках теории ЛШШ принято рассматривать методами математической статистики. Приблизительно данный результат можно описать с помощью распределения Пирсона:

$$N(x) = \frac{2\Phi}{\sqrt{2\pi \cdot \Delta R_p^2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\langle R_p \rangle}{\sqrt{2 \cdot \Delta R_p^2}} \right) \right)} \exp \left( -\frac{(x - \langle R_p \rangle)^2}{2 \cdot \Delta R_p^2} \right), \quad (7.20)$$

где  $\Phi$  — доза внедренных ионов;  $\Delta R_p$  — дисперсия проецированных пробегов;  $\operatorname{erf}(\dots)$  — функция ошибок;  $\langle R_p \rangle$  — средний проецированный пробег;  $x$  — координата в направлении первоначального движения ионного пучка (начало отсчета — на поверхности мишени). В случаях, когда  $\langle R_p \rangle$  составляет несколько десятых долей микрометра или меньше, используют распределение Гаусса

$$N(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi \cdot \Delta R_p^2}} \exp \left( -\frac{(x - \langle R_p \rangle)^2}{2 \cdot \Delta R_p^2} \right). \quad (7.21)$$

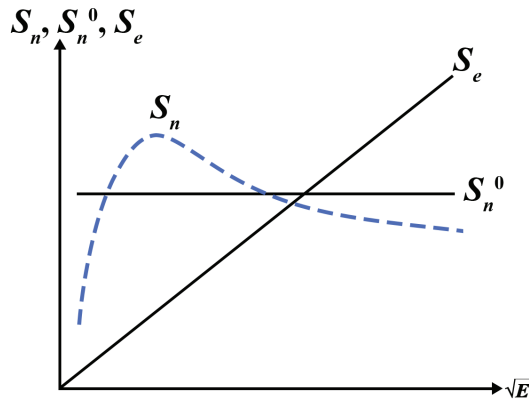


Рис. 7.29. Качественный вид зависимостей  $S_n^0$  (нулевое приближение),  $S_n$  (точный расчет с применением потенциала Томаса — Ферми) и  $S_e$  от энергии движущегося иона

На рис. 7.30 представлен качественный вид распределений (7.20) и (7.21). Можно заметить, что форма кривых близка, однако хорошее соответствие наблюдается вблизи максимума распределения.

Описанная выше модель расчетов справедлива для аморфных материалов. Если требуется учесть конкретную кристаллическую структуру мишени, необходимо помнить об эффекте каналирования, то есть движении внедряемых ионов в межатомном пространстве вдоль кристаллографического направления с низкими индексами. В этом слу-

чае ионы почти не испытывают ядерного торможения, преобладают электронные потери и внедряемая примесь проникает на значительные глубины. Профиль распределения при этом сдвигается в глубину образца.

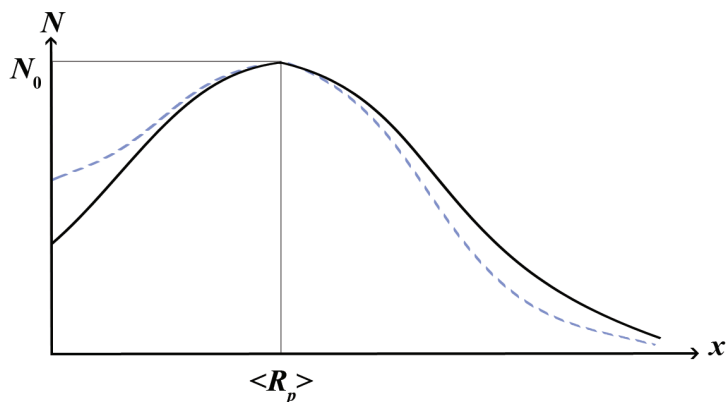


Рис. 7.30. Качественный вид распределений Гаусса (сплошная кривая) и Пирсона (штрихи) ( $\langle R_p \rangle$  — средний проецированный пробег, соответствующий координате максимума распределения  $N_0 = \Phi / \sqrt{2\pi \cdot \Delta R_p^2}$ )

### 7.5.2. Метод Монте-Карло

В программе SRIM, используемой для моделирования ионной имплантации, реализован метод Монте-Карло. При описании физики процессов используется генератор случайных чисел, математическая модель проходит определенное количество циклов для расчета вероятностных характеристик ионной имплантации: свободного пробега ионов между столкновениями и расстояние, которое проходит ион до столкновения с атомом мишени. Остальные величины (плотность и состав мишени, атомные массы, начальная энергия иона, энергия смещения атомов мишени, толщина мишени) задаются в интерфейсе программы перед началом расчета. Компьютер прослеживает траекторию каждого упавшего иона, последовательно решая задачу о столкновении двух заряженных частиц, фиксируя в каждом цикле потерю энергии на участке свободного пробега и при столкновении с атомом мишени, угол отклонения от первоначального направления, вылет атома мишени из узла (если энергия отдачи больше энергии смещения).



Цикл расчета параметров заканчивается, если остаточная кинетическая энергия движущегося иона не превышает энергию смещения атома мишени. На данном этапе компьютер фиксирует координаты иона.

В современных версиях программы SRIM реализована возможность получения информации не только о распределении имплантированных ионов, но и о произведенных смещениях, распределении вакансий и междоузельных атомов, о распылении мишени. Для получения параметров распределения примеси и точечных дефектов, а также сведения ошибки вычислений к минимуму, необходимо задать большое количество рассматриваемых историй (несколько тысяч).

### **7.5.3. Описание практического занятия № 5 «Моделирование ионной имплантации»**

В данной работе моделируется процесс ионной имплантации с помощью программы SRIM.

Работа состоит из трех частей. В первой ставится задача ознакомления с возможностями программы SRIM и определения соответствия экспериментальных данных теоретическим. Вторая часть работы состоит в выборе энергии ионов, оптимальной для получения распределения ионов в центре подложки. В третьей части необходимо построить постоянный профиль распределения внедренной примеси по глубине.

#### **Описание программы «Stopping and Range of Ions in Matter»**

Для расчета пробега ионов в твердых телах все чаще используют программный пакет «StoppingandRangeofIonsinMatter» (SRIM), основанный на квантово-механических расчетах.

SRIM представляет собой группу программ для вычисления остановки и спектра ионов (до 2 ГэВ/а. е.м.) в веществе, основанных на квантово-механических расчетах ион-атомных столкновений. Полное описание расчета можно найти в учебнике «SRIM — The Stopping and Range of Ions in Solids», J. F. Ziegler и J. P. Biersack. В этой книге описана физика ионного легирования в твердых телах, а также представлен исходный код программы SRIM с полным объяснением физики и показаны различные приложения программы.

TRIM (транспорт ионов в вещество) — наиболее комплексная программа, использующая метод Монте-Карло для вычисления взаимо-

действия ионов с мишенью. С помощью TRIM можно рассматривать сложные мишени из композиционных материалов до восьми слоев. Рассчитываются: конечное 3D распределение ионов, все кинетические явления, связанные с потерей энергии иона — повреждение мишени (target damage), напыление (sputtering), ионизация (ionization) и фононы (phonon production). Программы сделаны так, что они могут быть прерваны в любой момент, а затем возобновлены позднее. Расчеты могут быть сохранены.

При запуске программы необходимо изменить региональный стандарт: Пуск → Панель управления → Язык и Региональные стандарты → Форматы → Английский (США). Интерфейс программы SRIM представлен на рис. 7.31.



Рис. 7.31. Главное меню программы

Главное меню программы содержит следующие разделы:

- Stopping/Range Tables;
- TRIM Calculation;
- Experimental Stopping Powers — экспериментальные данные;
- SRIM Tutorials;
- SRIMTextbook;
- Quit.

Stopping/Range Tables быстро рассчитывает параметры проникновения в мишень конкретного иона с энергией в некотором диапазоне

(рис. 7.32).

**Ion Stopping & Range Tables**

**Ion**

Symbol	Name	Atomic Number	Mass (amu)	Ion Energy Range (keV)	
				Lowest	Highest
PT C	Carbon	6	12	10	10000

**Target**

Target Description	Density (g/cm3)	Gas Tgt.
Carbon in Gallium arsenide (ICRU-46)	5.3176	<input type="checkbox"/>

**Add Element** **Compound Dictionary** **Restore Last Target**

Delete Element	Symbol	Name	Atomic Number	Weight (amu)	Stoich	Atom %
<input type="checkbox"/>	PT Ga	Gallium	31	69.72	1	50.00
<input type="checkbox"/>	PT As	Arsenic	33	74.922	1	50.00

Stopping Power Units:

Compound Correction:

**Calculate Table** **Clear All** **Main Menu** **Quit** **Problem Solving**

Рис. 7.32. Меню выбора параметров расчета

Как видно из рис. 7.32, в поле Ion можно выбрать любой элемент из таблицы Менделеева (кнопка PT) в качестве ионов и задать атомную массу и диапазон энергий, с которыми они будут имплантироваться. Далее в пункте Target можно задать материал мишени либо вручную, добавляя элементы (Add Element), либо выбрать из базы программы (Compound Dictionary). Также можно использовать последние вводимые данные (Restore Last Target). При нажатии кнопки Calculate Table рассчитывается таблица с данными (энергия иона, электрическая плотность, ядерная плотность, прогнозируемая глубина, продольный разброс, поперечный разброс).

TRIM Calculation — детальный расчет ионной имплантации. Меню этого пункта (рис. 7.33) включает в себя следующие элементы:

- TRIM Demo — демонстрационные эксперименты;
- Restore Last TRIM Data — возвращает данные последнего использованного эксперимента;

### ■ Type of TRIM Calculation.

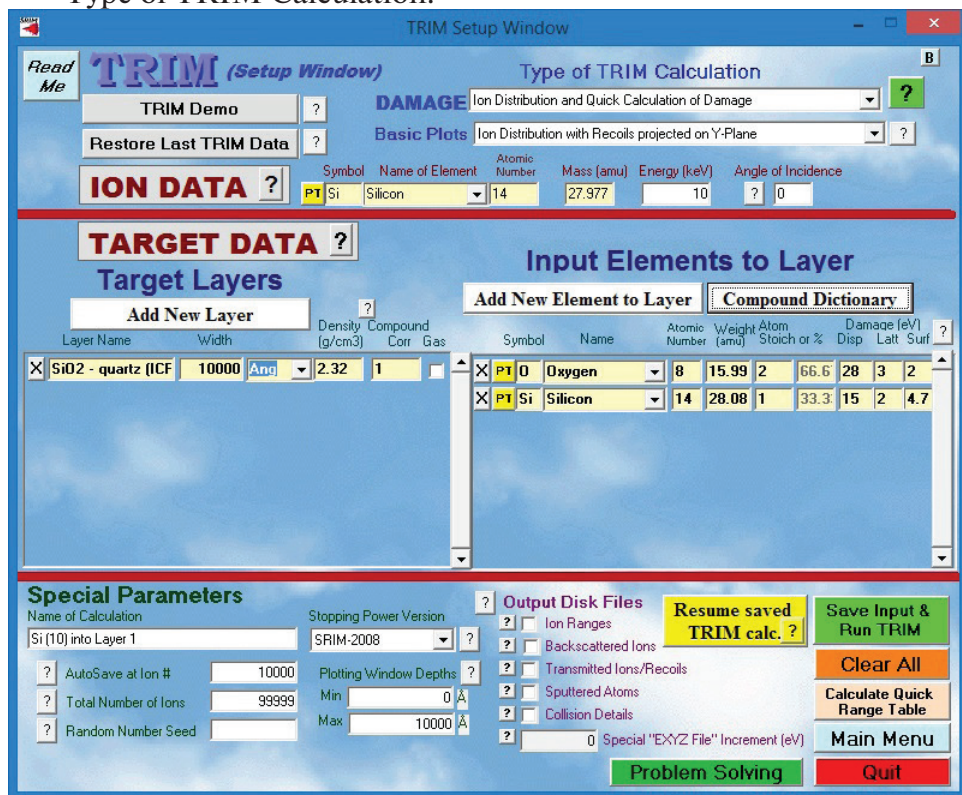


Рис. 7.33. Меню TRIM

TRIM позволяет исключить некоторые вычисления кинетики столкновений, чтобы повысить скорость расчетов. Full Damage Cascades включает всю обычную кинетику ионного проникновения в мишень. Quick — быстрый расчет каскадов: игнорирует атомы мишени и ограничивается расчетом траектории ионов. Sputtering включает в себя специальные участки, связанные с распылением атомов мишени. Программа также может быть запущена в режиме расчета нейтронных, электронных и фотонных каскадов.

Выпадающее меню DAMAGE:

- Ion Distribution and Quick Calculation of Damage — режим для расчета конечного распределения ионов в мишени, потери энергии иона на ионизацию атомов мишени, передача энергии атомам отдачи, а также для отслеживания упруго отраженных и прошедших ионов. При этом не рассматриваются детально процессы,

- **Detailed Calculation with full Damage Cascades** — отслеживается каждый атом отдачи до тех пор, пока его энергия не станет меньше энергии смещения какого-либо атома мишени из равновесного положения;
- **Surface Sputtering/Monolayer Collision Steps** — учет распыления поверхностных атомов и процессов их взаимодействия с падающими ионами;
- **Varying ion energy/angle/depth** — для ионов, вылетающих с различными энергиями, под разными углами к поверхности мишени и с различных глубин в мишени. Необходимо использование входных файлов TRIM. DAT;
- **Neutron/Electron/Photon Cascades** — вычисляет энергии, переданные атомам мишени нейтронами, электронами или фотонами. В качестве входных файлов также используется файл TRIM. DAT.

В следующем выпадающем списке Basic Plots можно выбрать следующие режимы визуализации траектории ионов: **Ion Distribution with Recoils projected on Y-Plane** — распределение ионов и атомов отдачи в плоскости XY; **Ion Distribution with Recoils projected on Z-Plane** — распределение ионов и атомов отдачи в плоскости XZ; **Ion Distribution only (no recoils) projected on Y-Plane** — распределение только ионов в плоскости XY; **Transverse Plot of Ions + Recoil Cascades, YZ-Plane** — латеральная проекция распределения ионов и атомов отдачи (плоскость YZ); **All four of the above on one screen** — все вышеперечисленные распределения одновременно; **No Graphics** — без вывода траектории (для ускорения вычислений).

Система координат TRIM предполагает, что ось  $X$  направлена вглубь мишени перпендикулярно ее поверхности, оси  $Y$ ,  $Z$  — в боковой плоскости.

В разделе Ion Data задается тип бомбардирующего иона, его энергия (кэВ), а также угол наклона первичного пучка относительно поверхности. Выбор иона производится путем нажатия на кнопку PT, которая вызывает Периодическую таблицу, а выбор угла — путем ввода значения (0–89.9°) в поле Angle of Incidence. В случае использования изотопа вещества имеется возможность изменить его молекулярную массу (поле Mass).

В разделе Target Data задаются характеристики мишени. Слева, в разделе Layers, задается количество слоев мишени. Добавление слоя



производится с помощью кнопки Add New Layer, а удаление — крестиком слева от названия слоя. В поле Layer Name вводится название слоя, в поле Width — толщина слоя (А, мкм, мм, см, м, км), в поле Density — плотность мишени, Compound Correction — поправка, связанная с образованием химических соединений между атомами мишени. Пункт Gas выбирается в случае работы с газообразными веществами.

Для выбора веществ мишени предусмотрены два варианта. Первый — это создание мишени из отдельных элементов. Для добавления нового вещества в имеющийся слой используется кнопка Add New Element to Layer, для удаления — крестик слева от названия удаляемого вещества. Другой путь предполагает выбор соединения из списка имеющихся в программе. Для добавления вещества служит кнопка Compound Dictionary. После добавления элементов можно изменять стехиометрию полученного соединения с помощью пункта Atom Stoich (в частях или в процентах), а также изменять установленные по умолчанию энергию смещения атома из равновесия (Disp), энергию связи с решеткой (Latt) и энергию связи атомов с поверхностью (Sput).

В левом нижнем углу окна на рис. 7.33 располагается область Special Parameters. Здесь происходит изменение количества расчетных ионов Total Numbers of Ions и интервала сохранения результата AutoSave at Ion. Увеличение количества ионов повышает точность расчета, однако существенно увеличивает время расчета. Оптимальным количеством для расчета является несколько десятков тысяч ионов.

В разделе Output Disk Files выбираем те файлы, которые требуется сохранить:

- Ion Ranges — распределение ионов в матрице;
- Backscattered Ions — данные об упруго отраженных ионах;
- Transmitted Ions/Recoils — данные об ионах, пролетевших мишень насквозь;
- Sputtered Atoms — распыленные атомы мишени;
- Collision Details — информация о каскадах атомов отдачи.

После того как были выбраны все вышеперечисленные параметры, нажимаем кнопку Save Input & Run TRIM. В результате запускается окно вычислений (рис. 7.34):

- Ion Distribution — распределение ионов в мишени,  $(\text{атом}/\text{см}^3)/(\text{атом}/\text{см}^2)$ . Для получения концентрации ионов необходимо эту величину умножить на их дозу. Для сохранения данных необходимо пользоваться следующим режимом;

- Ion/Recoil Distribution — распределение ионов и атомов отдачи. Сохраненный файл имеет имя RANGE. TXT;
- Lateral Range — распределение ионов в латеральной плоскости. Сохраненный файл имеет имя LATERAL. TXT;
- Ionization — энергия, переданная электронам мишени. Данные, обозначенные «Ions», отвечают за передачу энергии напрямую от ионов, «Recoils» — от атомов отдачи. Сохраненный файл — IONIZ. TXT;
- Phonons — энергия, переданная ионами и атомами отдачи на образование фононов. Сохраненный файл — PHONON. TXT;
- Energy to Recoils — энергия, переданная ионами атомам мишени. Данные сохраняются в файле E2REC. TXT;
- Damage Events — распределение вакансий в мишени. Данные сохраняются в файле VACANCY. TXT.

Остальные режимы дублируют перечисленные при выборе сохраняемых файлов в разделе Output Disk Files.

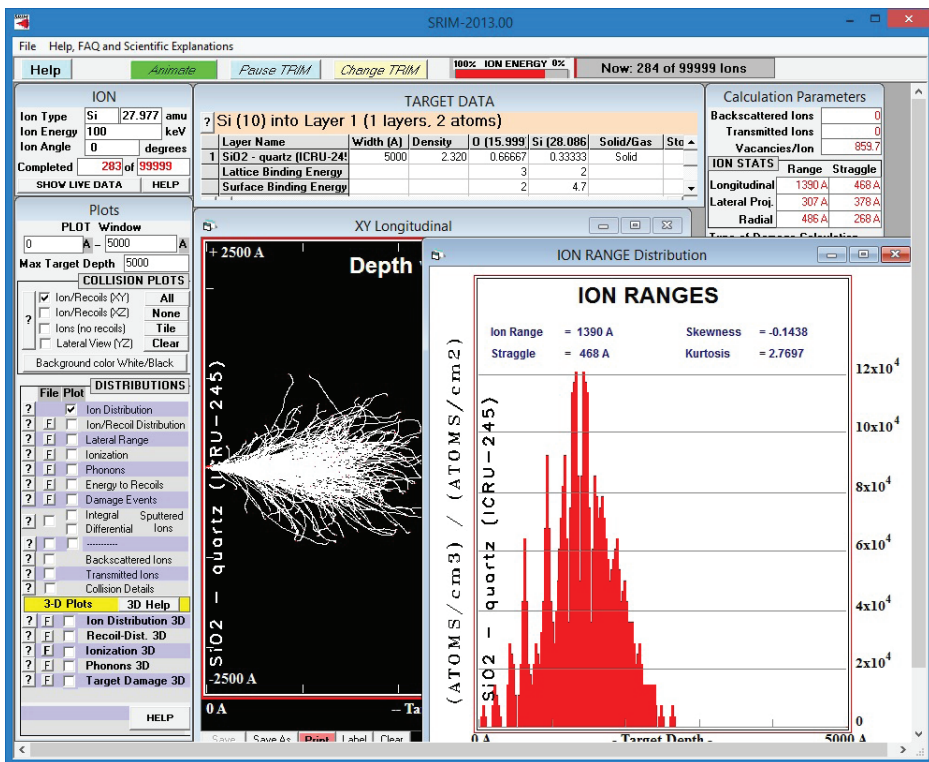


Рис. 7.34. Окно с выходными параметрами

### Содержание занятия

1) Смоделировать профиль с заданными параметрами (табл. 7.2) и сравнить с теоретическими данными, представленными на рис. 7.35–7.36;

Таблица 7.2

Входные параметры

Вариант	Допант	Мишень	Энергия иона, кВ
1	B	Si	50
2	B	Si	100
3	B	Si	200
4	Si	GaAs	150

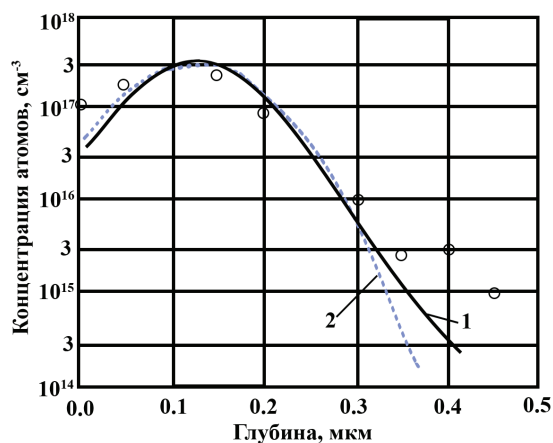


Рис. 7.35. Имплантация кремния в арсенид галлия

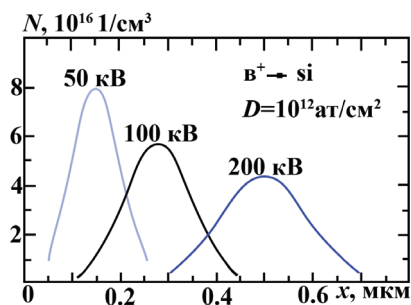


Рис. 7.36. Имплантация бора в кремний

2) определить энергию, при которой распределение ионов будет в центре мишени (табл. 7.3);



Таблица 7.3

**Входные параметры**

Вариант	Ион	Мишень	Толщина мишени, нм
1	B	Si	300
			500
			700
2	Al	Si	300
			500
			700
3	In	Si	300
			500
			700
4	Ga	Si	300
			500
			700
5	B	Ge	300
			500
			700

## 3) Создать постоянный профиль.

При нажатии кнопки **Change TRIM** можно изменить параметры ионов (количество, энергию, тип, угол наклона) и мишени (толщину, плотность и т. д.) (см. таблицу ниже). После нажатия кнопки **End Edit**, программа предложит начать заново имплантацию (No) или продолжить с начатым профилем (Yes). Примерный вид профиля представлен на рис. 7.37.

**Входные параметры**

Вариант	Ион	Мишень	Толщина слоя
1	Te	GaAs	
2	S	GaAs	
3	As	Si	
4	P	Si	
5	Sb	Si	

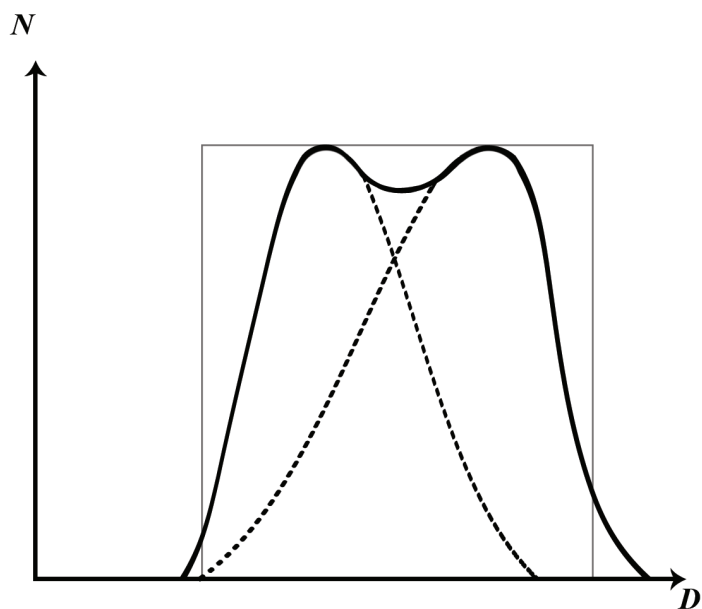


Рис. 7.37. Вид профиля:  
 $N$  — концентрация ионов;  $D$  — толщина подложки

---

## Библиографический список

---

Борисенко, В. Е. Нанoeлектроника / В. Е. Борисенко, А. И. Воробьева, Е. А. Уткина. — Москва : Бином, 2009. — 225 с. — ISBN 978-5-9963-1015-9.

Щука, А. А. Нанoeлектроника / А. А. Щука. — Москва : Физмат-книга, 2007. — 464 с. — ISBN 978-5-89155-163-3.

Вьюрков, В. В. Нанoeлектроника. Часть 1. Введение в нанoeлектронику / В. В. Вьюрков, В. А. Гридчин, В. П. Драгунов. — Москва, 2009. — 712 с. — ISBN 978-5-7038-3392-6.

Ткалич, В. Л. Физические основы нанoeлектроники / В. Л. Ткалич, А. В. Макеева, Е. Е. Оборина. — Санкт-Петербург : СПбГУ, 2011. — 84 с.

Lüth, H. Solid Surfaces, Interfaces and Thin Films/H. Lüth. — Heidelberg : Springer, 2010. — 577 p. — ISBN 978-3-642-13591-0.

Joodaki, M. Selected Advances in Nanoelectronic Devices / M. Joodaki. — Heidelberg : Springer, 2013. — 279 p. — ISBN 978-3-642-31350-9.

Zhang, G. Q. More than Moore. Creating High Value Micro / Nanoelectronics Systems / G. Q. Zhang, A. J. van Roosmalen. — Heidelberg : Springer, 2009. — 332 p. — ISBN 978-0-387-75593-9.

Дьячков П. Н. Электронные свойства и применение нанотрубок / П. Н. Дьячков. — Москва : Бином, 2012. — 489 с. — ISBN 978-5-9963-1096-8.

Nielsen, M. A. Quantum Computation and Quantum Information/ M. A. Nielsen, I. L. Chuang. — Cambridge ; New York : [s. l.], [б. г.]. — 670 p. — ISBN 978-1-107-00217-3.

Ziegler, J. F. SRIM — The Stopping and Range of Ions in Solids / J. F. Ziegler, J. P. Biersack. — URL: <http://www.srim.org/> (дата обращения: 05.10.2019). — Загл. с титул. экрана.

Карзанов, В. В. Ионное легирование кремния. Практикум / В. В. Карзанов, Д. С. Королев. — Нижний Новгород : Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 2013. — 21 с.





*Учебное издание*

**Бунтов Евгений Александрович**  
**Вохминцев Александр Сергеевич**  
**Штанг Татьяна Владимировна**

**СОВРЕМЕННЫЕ УСТРОЙСТВА  
И ЭЛЕМЕНТЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ**

Редактор И. В. Меркурьева  
Верстка О. П. Игнатьевой

Подписано в печать 10.09.2020. Формат 70×100/16.  
Бумага офсетная. Цифровая печать. Усл. печ. л. 10,6.  
Уч.-изд. л. 6,9. Тираж 100 экз. Заказ 146.

Издательство Уральского университета  
Редакционно-издательский отдел ИПЦ УрФУ  
620049, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 5  
Тел.: +7 (343) 375-48-25, 375-46-85, 374-19-41  
E-mail: rio@urfu.ru

Отпечатано в Издательско-полиграфическом центре УрФУ  
620083, Екатеринбург, ул. Тургенева, 4  
Тел.: +7 (343) 358-93-06, 350-58-20, 350-90-13  
Факс: +7 (343) 358-93-06  
<http://print.urfu.ru>



